

DER PHYSIK UND CHEMIE.

NEUE FOLGE BAND V.

I. *Der Durchgang des galvanischen Stromes durch das Eisen; von Felix Auerbach.*

Der dem Eisen charakteristische enorme Werth des specifischen Magnetismus ist, wie in den letzten Jahrzehnten durchgeführte Untersuchungen gezeigt haben, nicht ohne Einfluss auch auf die galvanischen Eigenthümlichkeiten dieses Metalls. Leitet man nämlich durch einen Eisendraht einen Strom, so treten Erscheinungen auf, welche bei anderen Metallen ausbleiben. Einige dieser Erscheinungen sollen im Folgenden auf Grund neuer Versuche der Betrachtung unterworfen und von einem einheitlichen Gesichtspunkte, welchen ich bisher bei der Literatur über diesen Gegenstand zu vermissen meinte, beurtheilt werden.

Ich beginne damit, die bekannten Thatsachen, soweit ich mich auf dieselben werde zu beziehen haben, kurz zusammenzustellen.

§. 2. 1) Die Angaben über die galvanische Leitungsfähigkeit schwanken, selbst wenn man die anzufochtenden ausschliesst, innerhalb verhältnissmässig weiter Grenzen. Es fanden nämlich, die entsprechende Zahl für Silber gleich 100 gesetzt:

E. Becquerel (1846),	$\lambda = 12,35$	Matthiessen (1858),	$\lambda = 14,44$
Bénoit ¹⁾ (1873),	12,7	Buff (1857),	14,77
Lenz (1838),	13,1	Arndtsen (1858),	14,83
Pouillet (1846),	14,1	Frick u. Müller (1848),	15,9

2) Die Leitungsfähigkeit nimmt mit der Tem-

1) C. R. LXXVI. p. 342. Auch im Philos. Mag. (4) XXXXV. p. 314 (1873) und XLIX. p. 78 (1875).

peratur ab, oder der Widerstand nimmt zu. Setzt man:

$$\lambda_t = \lambda_0 (1 - \alpha t + [\alpha^2 + \beta] t^2)$$

und:

$$w_t = w_0 (1 + \alpha_1 t - \beta_1 t^2),$$

so ist jedenfalls zunächst:

$$\alpha_1 = \alpha \quad \text{und} \quad \beta_1 = \beta.$$

Also:

$$\beta_1 = 0, \quad \text{falls } \beta = 0 \text{ ist.}$$

Diese letztere Beziehung ist von E. Becquerel, Arndtsen (annähernd) und Mousson gefunden worden. Gleichzeitig gibt:

Becquerel	$\alpha = 0,004726$	
Arndtsen	0,00413	
Mousson	0,004207	an.

Dagegen findet Matthiessen β_1 von 0 verschieden; aus:

$$\lambda = \lambda_0 (1 - 0,0051182 t + 0,000012915 t^2)$$

folgt nämlich:

$$w = w_0 (1 + 0,0051182 t - 0,000013281 t^2).$$

Man kann jedoch auch hier die Formel:

$$w = w_0 (1 + \alpha t)$$

mit grosser Annäherung als erfüllt ansehen. Diese Annahme führt nämlich zu der Gleichung:

$$\lambda = \lambda_0 (1 - \alpha t + \alpha^2 t^2 - \dots)$$

oder:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \alpha t + \frac{\alpha^2 t^2}{1 + \alpha [t]} \right),$$

wo $[t]$ einen mittleren Werth von t bedeutet, den man bei jenem Correctionsgliede an Stelle des wahren einführen kann. Freilich liefern die Angaben des Beobachters hierfür keinen sicheren Anhaltspunkt. Setzt man ihn aber in runder Zahl gleich 200°C. , so erhält man:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \alpha t + \frac{\alpha^2 t^2}{2} \right),$$

wie Matthiessen in der That nahezu gefunden hat.

3) Die von dem Strome in einem Eisendrahte erzeugte

Wärmemenge ist näherungsweise durch das Joule'sche Gesetz bestimmt. Ich habe hierüber keine genaueren Zahlen auffinden können, als die alten Lenz'schen, welche wegen der mit der Stromstärke wachsenden Temperatur nicht genau vergleichbar sind. Die Mittelwerthe der zu gleichen Erwärmungen erforderlichen Zeiten sind für:

Kupfer	478,9	Platin	451,7
Neusilber	460,4	Eisen	448,0.

4) Wenn man einen aus einer Batterie und einem geradlinigen Eisendrahte bestehenden Kreis schliesst, so beobachtet man einen Extrastrom, welcher dem Hauptstrome¹⁾ entgegengerichtet ist; beim Oeffnen des Kreises entsteht ein mit dem Hauptstrome gleichgerichteter Extrastrom. Diese Ströme sind von Villari entdeckt und Erschütterungsströme genannt worden. Auf Grund der Annahme einer Transversal- oder Circularmagnetisirung der Eisendrähte erklärt hat sie zuerst G. Wiedemann²⁾, später haben sich Herwig³⁾ und Streintz⁴⁾ eingehender mit ihnen beschäftigt.

5) Längsmagnetisirung von Eisenstäben oder Drähten ist von Einfluss auf ihren Widerstand. Ich erwähne diesen Punkt zuletzt, weil die bisher hierüber erhaltenen Resultate am unregelmässigsten und theilweise einander widersprechend ausgefallen sind. Edlund und Mousson haben keine Aenderung, Thomson⁵⁾ und Beetz⁶⁾ haben Zunahme des Widerstandes gefunden, während auch eine Abnahme aus älteren Beobachtungen geschlossen und neuerdings bestätigt worden ist. Die Er-

1) Den zur Messung benutzten, durch das Eisen hindurchgehenden Strom will ich im Folgenden stets als den Hauptstrom bezeichnen.

2) Galvanismus. 2. Aufl. II. (2) §. 743. (1873).

3) Pogg. Ann. CLIII. p. 115. (1874).

4) Wien. Ber. LXXVI. 1877.

5) Philos. Trans. 1856. III. p. 737.

6) Pogg. Ann. CXXVIII. p. 202. (1866).

gebnisse von Beetz sind kürzlich durch eine kurze Mittheilung von Chwolson¹⁾ bestätigt worden.

§. 3. Bei meinen Versuchen und Betrachtungen, die ich über die hier zusammengestellten Thatsachen ausgeführt habe, bin ich gerade von den beiden letzten Punkten ausgegangen, theils weil mir hier das vorliegende Material noch am wenigsten für das volle Verständniss der Erscheinungen ausreichend zu sein schien, theils weil ich der übereinstimmenden Ansicht von Beetz und Herwig, man müsse die von ihnen behandelten Fälle (4 und 5) völlig auseinander halten, mich nicht meinte anschliessen zu dürfen. Ich habe vielmehr mit G. Wiedemann²⁾ aus ihren Ergebnissen die Ueberzeugung gewonnen, dass beide Erscheinungen sehr wohl im Zusammenhange miteinander stehen können und daher von einem gemeinsamen Gesichtspunkte aus aufzufassen sind.

Ich beginne mit der Untersuchung des Einflusses der Magnetisirung auf den Widerstand.

Zur Widerstandsmessung bediente ich mich der Wheatstone'schen Brücke. Die Widerstände w_1 , w_2 , w_3 der 3 Parallelzweige lieferte ein Universalwiderstandskasten von Siemens. Das Verhältniss $w_1:w_2$ war bei den Versuchen fast stets gleich 1000:10, in einigen Fällen gleich 100:10; im ersten Falle stellt mithin der Widerstand w_3 den zu messenden Widerstand w_4 in hundertfacher Vergrösserung dar. Da sich noch 0,01 Siemens'sche Widerstandseinheiten mit Sicherheit messen liessen, reicht die Genauigkeit der Bestimmung bis in die vierte Decimalstelle hinein. Nur falls w_4 mehr als 10 Einheiten betrug, wurde dieselbe unsicher.

Als messendes Instrument habe ich zuerst ein Wiedemann'sches Galvanometer mit den dünnsten der ihm gewöhnlich beigegebenen Drahtrollen, später ein nach Magnus' Angabe von Sauerwald construirtes benutzt. Mittelst

1) Carl's Rep. XIII. p. 232. (1877).

2) Galvanismus. 2. Aufl. II. 1. p. 593.

der Spiegelablesung konnte ich noch 0,1 Scalentheile = 0,1 mm mit Sicherheit schätzen. Das letztgenannte Instrument ist wegen der raschen Dämpfung der Schwingungen in hohem Grade zu solchen Untersuchungen geeignet, bei denen es auf Schnelligkeit der Beobachtung ankommt.

Die erste und schwierigste Aufgabe war die, den Einfluss von Temperaturänderungen auszuschliessen. Bedenkt man nämlich, dass nach den vorliegenden Angaben von Thomson, Beetz, Chwolson die obere Grenze der Widerstandsänderungen durch Magnetisirung durch das Verhältniss 1:1000 angegeben wird, und dass eine diesem Grenzwerthe entsprechende Widerstandsänderung beim Eisen bereits durch eine Temperaturänderung von 0,2° C. hervorgerufen wird, so sieht man ein, welche Sorgfalt auf diesen Punkt zu richten ist. Man kann Temperatureinflüsse entweder durch die Versuchseinrichtung vor Beginn der Beobachtungen beseitigen, oder durch Rechnung nach Schluss der Beobachtungen eliminiren. Hinsichtlich desjenigen Theils jener Einflüsse, welcher durch den Hauptstrom selbst hervorgerufen wird, habe ich mich nach einigen Vorversuchen für das letztere entschieden. Ich hätte allerdings in der Gleichung der Wheatstone'schen Brücke das Verhältniss $w_4:w_3$ mit Leichtigkeit von der Temperatur unabhängig machen können, indem ich den Widerstand w_3 zum allergrössten Theile aus Eisen herstellte und nur den kleinen, zur jedesmaligen Regulirung erforderlichen Theil dem Widerstandskasten entnahm. Dazu wären aber, da das Verhältniss $w_3:w_1=1:100$ war, Eisendrähte beträchtlicher Länge erforderlich gewesen, welche ich aus anderen Gründen vermeiden musste. Auch zeigte sich, dass die Erwärmung durch 1 bis 3 Daniell'sche Elemente, wie ich sie für den Hauptstrom benutzte, während der meist sehr kurzen Dauer des Stromschlusses äusserst klein war; und gerade bei kleinen Werthen fremder Einflüsse, (welcher Art dieselben auch sein mögen) liefert die Elimination bekanntlich sehr zuverlässige Er-

gebnisse. Dadurch nahm das Schema sämtlicher Versuche, welche ich anstellte, die Form $a_1 - b - a_2$ an, wo a_1 den Versuch vor der Magnetisirung, b denjenigen nach erfolgter und a_2 den nach aufgehobener Magnetisirung bedeutet. Die Resultate b und $\frac{a_1 + a_2}{2}$ sind dann gut vergleichbar, falls die Differenz $a_1 - a_2$ klein ist.

Auch ein zweiter Theil von Temperatureinflüssen, der durch die Umgebung verursachte, liess sich leicht auf ein Minimum reduciren, und dieses Minimum eliminiren. Das letztere geschieht hier besonders leicht, da die Perioden der äusseren Temperaturschwankungen mit den Perioden der durch die Versuche bedingten Widerstandsänderungen in gar keinem Zusammenhange stehen.

Es bleibt noch der dritte, erheblichste Theil von Temperatureinflüssen zu besprechen, nämlich der durch die magnetisirende Vorrichtung bedingte. Diese Vorrichtung bestand anfangs in einer, auf eine Glasröhre gewundenen Spirale dicken, besponnenen und überwachten Drahtes, durch welchen der magnetisirende Strom floss. In die Glasröhre wurde der Eisendraht geschoben und der ganze Apparat in einer Entfernung von mehreren Metern vom Galvanometer aufgestellt, so dass weder der Magnetismus noch auch der magnetisirende Strom direct auf das Galvanometer wirkte. Es zeigte sich jedoch, dass die erwärmende Wirkung des magnetisirenden Stromes von der Spirale aus durch Bestrahlung sich auf den Eisendraht fortpflanzte und hier Widerstandsschwankungen hervorrief, welche, theils durch ihre bedeutende Grösse, theils deshalb alle zu messenden Aenderungen verdeckten, weil die Perioden beider Schwankungen identisch sind.¹⁾ Es galt daher einen adiathermanen magnetisirenden Apparat zu construiren. Dies gelang mir durch Benutzung des von Joule bei seinen thermischen Untersuchungen vielfach angewandten

1) Diese Widerstandsschwankungen liefern eine sehr brauchbare Methode, die Temperatur in der galvanischen Kette zu verfolgen; hierauf beabsichtige ich an anderer Stelle zurückzukommen.

Verfahrens, welches in der fortgesetzten Uebereinanderschichtung je eines adiathermanen, eines schlechtleitenden und eines Stoffes von grosser Wärmecapacität besteht. Die Kupferspirale wurde demgemäss auf eine weite Glasröhre gewickelt, diese über einen dickwandigen Kautschukschlauch gezogen, in diesen eine engere Glasröhre geschoben und in die letztere, meist noch mit Papier unwickelt, der Eisendraht. Hätte ich das Princip vollständig anwenden wollen, so hätte ich zwischen die engere Glasröhre und den Eisendraht noch eine Schicht von grosser Wärmecapacität bringen müssen, z. B. einen stationären Alkoholstrom oder schmelzendes Eis. Es sind jedoch in neuester Zeit mehrfach Erfahrungen über dielectriche, diamagnetische und electrolytische Einflüsse solcher umgebenden Flüssigkeiten gemacht worden, welche mir in dem vorliegenden Falle nicht unbedenklich erschienen. Auch reichte der so construirte Apparat wenigstens für zwei der von mir benutzten magnetisirenden Kräfte, für eine Daniell'sche sowie für eine Bunsen'sche Batterie (von höchstens 5 Elementen) aus; bei der dritten magnetisirenden Kraft, dem Strome einer durch eine Dampfmaschine getriebenen Gramme'schen Maschine, blieben freilich in den meisten Fällen noch thermische Einflüsse merklich; sie waren jedoch klein genug, um eine Elimination zuzulassen. Die Anwendung so starker magnetisirender Kräfte könnte vielleicht überhaupt überflüssig erscheinen, da man gewöhnlich annimmt, schon durch viel kleinere magnetisirende Kräfte würden Eisendrähte bis zur sogenannten Sättigung magnetisirt. Ob dieselbe aber in solchen Fällen wirklich erreicht ist, möchte ich doch bezweifeln. Sie ist vielleicht „nahezu“ erreicht.¹⁾ Es weichen vielleicht die Molecularmagnete im Mittel nur noch einen Bruchtheil eines Grades von der Axe der Magnetisirung ab. Aber gerade der Einfluss der nun noch möglichen Drehung kann bezüglich solcher Fragen, wie die hier zu untersuchenden, erheblich sein.

1) So drückt sich auch Hr. Beetz vorsichtigerweise aus.

Thermoströme waren bei der getroffenen Anordnung nicht zu fürchten; möglichst reducirt musste dagegen die Stärke der oben erwähnten Extraströme werden. Man wird die Nothwendigkeit hiervon vielleicht nicht ohne weiteres einsehen. Handelt es sich bei der vorliegenden Untersuchung doch um dauernde Einflüsse, und von diesen müssen jene momentanen Erscheinungen mit Leichtigkeit zu unterscheiden sein. Aber erstens ist es aus mancherlei Gründen erwünscht, auch diese dauernden Einflüsse gleich nach Schluss des Stromes feststellen zu können, um denselben bald wieder öffnen zu dürfen, und zweitens sind jene Extraströme nichts weniger als momentane Erscheinungen. Ich habe vielmehr gefunden, dass die unter dem Namen der Nachwirkung bekannten Erscheinungen hier eine grosse Rolle spielen. Es ist dies um so unangenehmer, als auch die noch übrigen Temperatureinflüsse infolge der Zeitdauer der Strahlung und Leitung nachwirken. Ich habe deshalb durchweg mit Eisendrähten operirt, welche die Villari'schen Ströme ungleich schwächer zeigen, als Stäbe. Dem dadurch zugleich erreichten Vortheile, infolge des grösseren Widerstandes von Drähten auch grössere Widerstandsänderungen erwarten zu dürfen, steht freilich der Nachtheil gegenüber, dass Eisendrähte eines geringeren specifischen Magnetismus fähig sind als dicke Stäbe.

§. 4. Es lässt sich schon a priori erwarten, dass die Natur des Drahtes (ob derselbe aus Stahl oder Eisen besteht, ob er hart oder weich ist u. s. w.) für die Erscheinungen, die er zeigt, von Einfluss ist, dass ein galvanisch noch nicht bearbeiteter Draht sich anders verhält als ein solcher, durch welchen vor längerer oder kürzerer Zeit Ströme hindurch gegangen sind, oder welcher bereits mehrfache Längs- oder Quermagnetisirungen erfahren hat. Dazu kommt aber noch ein wesentliches Moment, welches in dem Verhältniss der Intensitäten des magnetisirenden und des Hauptstroms besteht, und an welches ich weiter unten meine theoretischen Betrachtungen knüpfen werde. Aus

diesen Gründen zeigen die Zahlen der folgenden Tabellen eine grosse Mannichfaltigkeit.

Von den Versuchsreihen mit schwachen magnetisierenden Strömen sind schon vor Vervollkommenung des magnetisierenden Apparates einige brauchbar. Ich bezeichne mit:

H die den Hauptstrom,

M die den magnetisierenden Strom erzeugende electromotorische Kraft,

D die electromotorische Kraft eines Daniell'schen,

B diejenige eines Bunsen'schen Elementes,

n die Anzahl der Windungen der magnetisierenden Spirale,

l die (angenäherte) Länge,

d die Dicke des Eisen- resp. Stahldrahtes,

w_0 den in Siemens'schen Einheiten gemessenen Widerstand desselben für $M = 0$,

w dasselbe für $M > 0$,

w_k den Widerstand der kupfernen Zuleitungsdrähte zum Widerstandskasten,

δ den Quotienten $\frac{w - w_0}{w}$,

t die Zeit des Versuches.¹⁾

Den zeitlichen Verlauf der Erscheinungen übergehend, gebe ich zunächst nur die hierher gehörigen Zahlen.

1. $H = M = 1D$. $n = 106$. (Geglüh-
ter Eisendraht f_1 . (d etwa
0,5 mm).

$w_0 + w_k$	$w + w_k$	$w_0 + w_k$
1,0300	1,0296	1,0304

($w_k = 0,5209$)

$\delta = -0,0012$.

2. H, M, n wie oben. f_1 .

$w_0 + w_k$	$w + w_k$	$w_0 + w_k$
1,0304	1,0294	1,0302

($w_k = 0,5211$)

$\delta = -0,0018$.

3. H, M, n wie oben. Geglüh-
ter Eisendraht f_2 . (d etwa 0,5 mm).

$w_0 + w_k$	$w + w_k$	$w_0 + w_k$
1,7478	1,7459	1,7476

($w_k = 0,5210$)

$\delta = -0,0015$.

4. H, M, n wie oben. $n = 166$.
Draht f_1 .

$w_0 + w_k$	$w + w_k$	$w_0 + w_k$
1,0227	1,0216	1,0229

($w_k = 0,5201$)

$\delta = -0,0024$.

1) Bei den älteren Versuchen fehlen mir leider meist einige dieser Angaben, deren Erforderlichkeit nicht von vornherein einzusehen war.

Im Mittel aus 1 bis 3: $\delta = -0,0015$.

Dagegen bei 4: $\delta = -0,0024$.

Die magnetisirende Kraft ist mit n proportional. Es ist also hiernach δ mit der magnetisirenden Kraft proportional. Seinem Vorzeichen nach ist δ negativ. Die Länge des Drahtes (Versuch 3) scheint ohne Einfluss zu sein.

5. $H = 3D$, $M = 1D$. Draht f_2 . $n = 106$. Der magnetisirende Strom blieb eine Stunde lang geschlossen.

$$w_0 + w_k = 1,7429 \quad w + w_k = 1,7326 \quad w_0 + w_k = 1,7386 \\ (w_k = 0,5207), \text{ also } \delta = -0,0068.$$

Hier ist also erstens eine grössere vorübergehende, zweitens eine dauernde Abnahme des Widerstandes eingetreten, obgleich eine dauernde Magnetisirung nicht nachweisbar war. Die temporäre Abnahme wird noch grösser, wenn man bei ihrer Berechnung von der permanenten abieht, d. h. bei der Berechnung der Differenz $w - w_0$ nur das ursprüngliche w_0 berücksichtigt. Dann wird:

$$\delta_1 = -0,0084.$$

6. $H = 5D$, $M = 1D$, $n = 106$. Draht f_2 .

$$w_0 + w_k = 1,7366 \quad w + w_k = 1,7139 \quad w_0 + w_k = 1,7299 \\ (w_k = 0,5210), \text{ also } \delta = -0,0159.$$

Sieht man von der permanenten Aenderung ab, so ergibt sich:

$$\delta_1 = -0,0186.$$

Hier ist die temporäre Aenderung des Widerstandes noch grösser und erreicht nahezu den Werth von 2 Proc. Aber auch die permanente ist grösser als im vorigen Falle.

Einige Versuchsreihen an ungeglühten Eisendrahten zeigen dieselben Erscheinungen, nur schwächer. Dagegen nahm bei einem dünnen, ungeglühten Stahldrahte der Widerstand um nahezu 3 Proc. ab, als $H = 3B$, $M = 1D$ gewählt war.

Die meisten der vor Vervollkommenung des Electro-

magneten angestellten Versuche zeigen dagegen eine Zunahme des Widerstandes mit der Magnetisirung, und zwar eine grössere temporäre und eine geringere remanente. Da es jedoch hierbei nicht leicht möglich ist, den Einfluss der Temperaturzunahme abzusondern, habe ich diese Versuche bis auf einige anscheinend zuverlässige unverwerthet gelassen.

7. Zunächst erwähne ich zwei Versuche mit dünnen, ungeglühten Eisendrähten, bei welchen keine Widerstandsänderung um 0,0002 pro Einheit des Widerstandes eintrat. Bei beiden war $H=2D$, $n=92$; bei dem einen war ferner $M=3D$, bei dem andern $M=2B$.

8. Geglühter Eisendraht f_3 . (d etwa = 0,6). $H=1D$, $M=3D$, $n=92$. Der Widerstand der Zuleitungsdrähte ist bereits abgezogen.

$$w_0 = 0,5213 \quad w = 0,5234 \quad w_0 = 0,5214 \\ \delta = + 0,0038.$$

9. Versuch 8 mehrmals wiederholt.

$$w_0 = 0,5214 \quad w = 0,5232 \quad w_0 = 0,5214 \\ \delta = + 0,0035.$$

So gering wie in diesem Falle erwies sich der Einfluss der mehrfachen Wiederholung desselben Versuches selten.

10. Statt des Widerstandskastens wurde ein geradliniger Rheostat benutzt. Die Zahlen für w_0 und w sind in einer willkürlichen Einheit ausgedrückt. $H=1D$, $M=2D$, $n=92$. Mittelwerthe:

$$\left. \begin{aligned} [w_0] &= 6019,8 \\ [w] &= 6023,2 \end{aligned} \right\} [w - w_0] = + 3,4$$

$$\delta = \frac{w}{w_0} \cdot \frac{100000 - w_0}{100000 - w} - 1 = + 0,00135.$$

(Der Gesamtwiderstand des Rheostaten ist gleich 100000 gesetzt; die obige Rechnung war nothwendig, weil hier das Gleichgewicht durch Verschiebung einer Klemmschraube hergestellt wurde.)

11. Bei Versuch 10 floss der Hauptstrom im Eisendrahte vom Südpol zum Nordpol. Nun wurde der Haupt-

strom in der entgegengesetzten Richtung durchgeschickt. Es fand sich im Mittel:

$$[w_0] = 6021,0, [w] = 6024,0, [w - w_0] = + 3,0 \\ \delta = 0,00122.$$

(Nach derselben Rechnung wie oben.) Hierzu ist jedoch zu bemerken: erstens, dass der Eisendraht, mit welchem diese beiden Versuchsreihen angestellt sind, schon mehrfache Stromdurchgänge erlitten hatte, und zweitens, dass bei der Berechnung der Mittelwerthe in 11 die ersten abweichenden Zahlen unberücksichtigt blieben. Die vollständigen Reihen sind nämlich folgende:

10. $\left. \begin{array}{l} [w_0] = 6019 \\ [w] = 6024 \\ [w_0] = 6021 \\ [w] = 6023 \\ [w_0] = 6019 \\ [w] = 6022 \\ [w_0] = 6020 \\ [w] = 6024 \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{also stets} \\ w > w_0 \end{array}$	11. $\left. \begin{array}{l} [w_0] = 6022 \\ [w] = 6020 \\ [w_0] = 6022 \\ [w] = 6025 \\ [w_0] = 6022 \\ [w] = 6024 \\ [w_0] = 6020 \\ [w] = 6023 \\ [w_0] = 6020 \end{array} \right\} \begin{array}{l} w < w_0 \\ w > w_0 \end{array}$
---	---

Die Umkehr der Stromesrichtung im Eisen hat also wohl einen momentanen, aber keinen dauernden Zeichenwechsel von δ zur Folge. Dass das wiederholte Oeffnen und Schliessen des magnetisirenden Stromes keinen Einfluss übte, lag vermuthlich daran, dass infolge des langen Gebrauchs des Drahtes bereits stationäre Verhältnisse eingetreten waren. Um diese Vermuthung zu prüfen, gab ich einem gleich beschaffenen, noch unbenutzten Eisendrahte dieselben Dimensionen und erhielt:

$$12. \quad \begin{array}{cccccc} [w_0] & = & 6018 & 6020 & 6017 & 6015 & 6013 \\ [w] & = & 6011 & 6011 & 6008 & 6006 & \end{array}$$

$$\text{Mittel: } [w_0] = 6016,6, [w] = 6009,0, [w - w_0] = - 7,6 \\ \delta = - 0,0032.$$

Hier ist also δ negativ. In der That nahm, nachdem ich den magnetisirenden Strom etwa 100mal geschlossen und geöffnet hatte, der absolute Werth von δ ab, und am

nächsten Tage erhielt ich, wie bei 10 und 11, einen kleinen positiven Werth von δ . Solche Zeichenwechsel von δ habe ich jedoch nur beobachtet, wenn (für $n = 92$) das Verhältniss $H : M = 1 : 2$ oder nicht erheblich hiervon verschieden war. Nur wenn sehr starke Ströme durch das Eisen längere Zeit hindurchgegangen waren, oder wenn ich die Richtung der Magnetisirung wiederholt umgekehrt hatte, wurden die Ergebnisse auch in anderen Fällen und vollständig unregelmässig.

Kurz vor Herstellung des adiathermanen Apparates stellte ich noch Versuche an, bei welchen ich zwar einen Einfluss der Erwärmung constatirte, denselben jedoch durch Vergleichung mit Versuchen an Kupferdrähten glaubte eliminiren zu können. Es verhalten sich nämlich die specifischen Wärmen von Eisen und Kupfer etwa wie 7 : 6, und annähernd in demselben Verhältniss stehen nach Bénéoit ihre Temperaturcoëfficienten α für den galvanischen Widerstand. Wendet man also denselben Werth von M und denselben magnetisirenden Apparat an, und gibt den Oberflächen des Eisendrahtes und des Kupferdrahtes gleiche Grösse, wodurch auch ihr Volumen dasselbe wird, so erhält man bei beiden nahezu gleiche Widerstandserhöhungen durch die Ausstrahlung des magnetisirenden Apparats. Ich verfuhr daher auf die angedeutete Weise und erhielt:

13.	14.	15.
Widerstandskasten. H $= 1D, M = 2B, n = 73$. (Die Indices f und c beziehen sich resp. auf den weichen Eisendraht und auf den Kupferdraht.)	Wiederholt.	$H = 1D, M = 3B,$ $n = 73$. Dickere Drähte.
$\delta_c = 0,0023$ $\delta_f = 0,0042$	$\delta_c = 0,0026,$ $\delta_f = 0,0039.$	$\delta_c = 0,0017,$ $\delta_f = 0,0044.$
$\delta_f - \delta_c = \delta = + 0,0019.$	$\delta = + 0,0013.$	$\delta = + 0,0027.$

Hier hat δ genau im Verhältniss der magnetisirenden Kraft gegen Versuch 13 zugenommen.

Die nun folgenden Versuchsreihen sind sämmtlich mit dem adiathermanen Apparate angestellt.

Bei ungeglühten Eisendrähten ist die Nachwirkung der Extrastrome nach Schluss des magnetisirenden und des Hauptstromes eine sehr langwierige, so dass man hier vorübergehende und dauernde Erscheinung oft schwer trennen kann. Ich bezeichne daher mit w_1 den Widerstand in der ersten Zeit (oft bis zu einigen Minuten) nach Schluss beider Ströme, mit w_2 den constant gewordenen Widerstand.

16. $H = 1D$, $M = 3B$, $n = 150$.
Eisendraht f_4 . (d etwa = 0,60).
Mittelwerthe:

$$w_k + \begin{cases} w_0 = 0,79046 \\ w_1 = 0,79107 \\ w_2 = 0,79052 \\ w_0 = 0,79044 \end{cases} \begin{cases} w_k = 0,0698 \\ w_1 - w_0 = 0,00062 \\ w_2 - w_0 = 0,00007 \end{cases}$$

$$\frac{w_1 - w_0}{w_0} = \delta_1 = + 0,00084$$

$$\frac{w_2 - w_0}{w_0} = \delta_2 = + 0,00010.$$

17. Wiederholt.

$$w_k + \begin{cases} w_0 = 0,78998 \\ w_1 = 0,79050 \\ w_2 = 0,79010 \\ w_0 = 0,78998 \end{cases} \begin{cases} w_1 - w_0 = 0,00052 \\ w_2 - w_0 = 0,00012 \end{cases}$$

$$\delta_1 = 0,00072$$

$$\delta_2 = 0,00016.$$

Es hat also bei der Wiederholung des Versuches δ_1 abgenommen, δ_2 zugenommen. Damit stimmt es überein, dass vielfach benutzte Drähte meist keinen Unterschied zwischen δ_1 und δ_2 merken liessen.

18. $H = 1D$, $M = 3B$. Starker Eisendraht f_6 . (d etwa = 1,3).

$$w_k + \begin{cases} w_0 = 0,16617 \\ w_1 = 0,16640 \\ w_2 = 0,16630 \\ w_0 = 0,16613 \end{cases} \begin{cases} w_1 - w_0 = 0,00024 \\ w_2 - w_0 = 0,00016 \end{cases}$$

$$\delta_1 = 0,00260$$

$$\delta_2 = 0,00156.$$

Hier sind nicht nur absolut genommen δ_1 und δ_2 grösser als bei den beiden vorhergehenden Versuchsreihen, sondern es ist auch δ_2 im Vergleich zu δ_1 viel grösser.

Dort war nur der 5. bis 8. Theil der anfänglichen Widerstandserhöhung dauernd, hier mehr als die Hälfte.

19. Starker, geglühter Eisendraht f_6 . $H=1D$, $M=4B$, $n=212$. Mittelwerthe:

$$w_0 = 0,5029 \quad w = 0,5171 \quad w_0 = 0,5078$$

$$\delta = 0,0240.$$

Dauernde Erhöhung $\Delta = 0,0097$. Sieht man von dieser ab, so erhält man für die vorübergehende:

$$\delta = 0,0281.$$

Diese Werthe sind ganz aussergewöhnlich gross. Auch die dauernde Erhöhung des Widerstandes lässt darauf schliessen, dass man es hier mit abnormen Verhältnissen zu thun hat. Freilich müsste man diesen Schluss bis zu einem gewissen Grade dann auch auf die folgende Versuchsreihe ausdehnen, welcher ein anderer Draht zu Grunde liegt.

20. H , M , n wie bei 19. Dünner, geglühter Eisendraht f_7 , mehrfach galvanisch bearbeitet. $d = 0,19$.

$$w_0 = 6,3549 \quad w = 6,4532 \quad w_0 = 6,3644$$

$$\delta = + 0,0147.$$

Ferner wird (mit derselben Bedeutung wie oben):

$$\Delta = 0,0015 \quad \text{und} \quad \delta_1 = 0,0156.$$

Der gegen 19 unverhältnissmässig kleine Werth von Δ kann aus dem Umstande erklärt werden, dass der Draht f_7 infolge häufigen Stromdurchganges seinem stationären Verhalten sich bereits erheblich genähert hat.

21. $H=2D$, $M=3B$. Dünner, harter Eisendraht f_8 . $d = 0,15$. $w_0 + w_k = 11,6142$.

Keine Widerstandsänderung auch nur um 0,0001, obgleich hier sogar, trotz der sehr geringen Dicke, die Extrastrome einer erheblichen Widerstandserhöhung für den Moment des Stromschlusses entsprachen.

22. $H=2D$, $M=1D$, $n=92$. Harter Eisendraht f_9 , $l=1670$, $d=0,20$.

$$w_0 = 7,3961 \quad w = 7,3903 \quad w_0 = 7,3973$$

$$\delta = -0,0009.$$

Derselbe Draht zeigte aber nach längerer Bearbeitung, nachdem δ sich der Null immer mehr genähert hatte, zuletzt kleine positive Werthe von δ (inzwischen war er dem Versuche 23 unterworfen worden).

23. $H = 1D$, $M = 2D$. Draht f_9 .

$$w_0 = 7,3991 \quad w = 7,3997 \quad w_0 = 7,3993$$

$$\delta = -0,0002.$$

24. Wiederholung von 22. Dieselbe ergab, wie erwähnt, eine, wenn auch kaum merkliche Erhöhung von w_0 . Zur Controle stellte ich aus derselben Drahtrolle, welcher f_9 entnommen war, einen neuen Draht von nahezu gleichen Dimensionen her und fand für $H = 2D$, $M = 1D$ (also wie in 22):

$$w_0 = 7,3608 \quad w = 7,3559 \quad w_0 = 7,3602$$

$$\delta = -0,0006.$$

also wie in 22 einen negativen Werth von δ .

25. Bei den Versuchsreihen 7. und 21 war erreicht worden, dass der Widerstand der harten Eisendrähte sich durch Magnetisirung nicht änderte. Ich suchte denselben Fall bei einem geglühten dicken Stahldrahte F_1 ($l = 1450$, $d = 1,31$) zu verwirklichen. Es gelang, während $H = 2D$ und $n = 92$ war, mit fast gleicher Annäherung bei $M = 2D$ und bei $M = 3D$. Noch schärfer liess sich dieser Punkt bei geglühten Eisendrähten fixiren. Dagegen trat bei harten Stahldrähten stets eine Aenderung des Widerstandes ein, und zwar, bei constantem H , im allgemeinen eine desto kleinere, je geringer die magnetisirende Kraft war. Von den Versuchen mit geringen Magnetisirungen führe ich nur an, dass sie meist kleinere Werthe von δ ergaben, als die Versuche mit Eisendrähten; nur bei den kleinsten Werthen des Verhältnisses $Mn : H$ findet das Gegentheil statt. Dagegen gebe ich noch einige Versuchsreihen mit magnetisirenden Kräften, welchen bei Eisen

und geglühtem Stahl bereits positive Werthe von δ entsprechen haben würden.

26. $H=1D$, $M=3B$, $n=110$. Draht F_3 aus englischem Stahl (Claviersaite, music steel). $l=1280$, $d=0,91$. Mittelwerthe (unter Ausschluss der ersten Versuche):

$$w_k + \begin{cases} w_0 = 0,40091 \\ w = 0,40079 \end{cases} w - w_0 = -0,00012$$

$$(w_k = 0,050 \text{ etwa}).$$

$$\delta = -0,00034.$$

Wurde nun der magnetisirende Strom umgekehrt, so ergab sich, wie am Anfang der ersten Reihe, zunächst eine Zunahme von δ durch Magnetisirung, welche jedoch nach zweimaligem Durchgange des Stromes bereits einer Abnahme gewichen war. Ueberhaupt erwies sich dieser Draht als sehr günstig nicht nur für diese Messungen, sondern auch für diejenigen, auf welche ich im Laufe der Untersuchung noch zu sprechen kommen werde. Nur sind die absoluten Werthe von δ hier viel kleiner als bei andern Drähten; schon am 25. Mai hatte ich mit einer Kette (M) von $5B$ kaum erheblichere δ erhalten.

Um festzustellen, ob die Ursache hiervon ausschliesslich die schwache Abhängigkeit des Widerstandes von der Magnetisirung des englischen Stahls sei, oder ob hier nicht vielleicht erheblich stärkere magnetisirende Kräfte erforderlich seien, um den Zustand der sogenannten Sättigung, wenn auch nur nahezu, zu erzeugen, bediente ich mich der Gramme'schen Maschine neuerer Construction (1875), welche vor kurzem von Hrn. Prof. O. E. Meyer für das hiesige Laboratorium erworben worden ist, und welche, getrieben durch eine Dampfmaschine, erheblicher Arbeitsleistung fähig ist. Ihre Entfernung vom Galvanometer betrug etwa 25 m; zwischen beiden war der Electromagnet aufgestellt, von der Maschine 5, vom Galvanometer 20 m entfernt und nach beiden Richtungen durch dicke Kupferdrähte verbunden. Die Spirale wurde nie so heiss, dass man sie nicht ungestraft hätte berühren dürfen. Der

Kautschukschlauch zeigte nie eine Spur von Erwärmung, selbst nicht bei der schnellsten Rotation der Gramme'schen Maschine (1200 Umgänge pro Minute); trotzdem zeigen viele von den mit weichen Eisendrähten, besonders mit dünnen, angestellten Versuchsreihen einen Verlauf, den ich mir nicht anders, als durch Temperatureinflüsse erklären kann. Sucht man dieselben zu eliminiren, so erhält man Widerstandszunahmen durch Magnetisirung, welche bis zu 1 Proc. und darüber ansteigen. Einfacher und zuverlässiger sind die Ergebnisse der Versuche mit Stahldrähten, deren Mittelwerthe hier auszugsweise folgen.

27. $H = 1D$, M = Gramme'sche Maschine. (Umdrehungszahl $p = 700$). $n = 110$. Dünner Stahldraht F_6 . $l = 2000$. $d = 0,21$.

$$w_0 = 8,4960 \quad w = 8,4803$$

$$\delta = -0,0019.$$

28. Wiederholt. (4 Versuchsreihen).

$$w_0 = 8,6415 \quad w = 8,6346$$

$$\delta = -0,0008.$$

29. Stahldraht F_3 . $H = 1D$, M = Gr. Masch., ($p = 800$).

$$w_0 = 0,3435 \quad w = 0,3419 \quad w_0 = 0,3435$$

$$\delta = -0,0047.$$

30. Unmittelbar an diesen Versuch schloss sich ein Controlversuch mit einem Kupferdrahte. (Auch früher waren derartige Controlversuche von Zeit zu Zeit angestellt worden). $H = 1D$, M = Gr. Masch. ($p = 1000$ bis 1200). $l = 2220$, $d = 0,70$. Mittelwerthe:

$$w_0 = 0,14138 \quad w = 0,14149$$

$$w_0 = 0,14144$$

$$\delta = +0,00056.$$

Es ist also für Kupfer δ erstens positiv und zweitens seinem absoluten Werthe nach viel kleiner als in 29, obgleich p grösser ist. Uebrigens haben alle übrigen Versuche mit Kupferdrähten noch erheblich kleinere Werthe von δ ergeben. Sollten diese Widerstandsänderungen mit dem magnetischen Verhalten des Kupfers in Zusammenhang stehen, so würden sie die Allgemeinheit der von Schuster und Stewart¹⁾ an einem magnetisirten Kupferdrahte beobachteten Widerstandsabnahme widerlegen.

1) Phil. Mag. (4) XLVIII. p. 535. (1874); auch Pogg. Ann. CLIII. p. 205.

31. Die folgende Versuchsreihe diene dazu, zu zeigen, dass auch bei beträchtlichen Temperatureinflüssen der Einfluss der Magnetisirung nachweisbar ist. Es lässt sich unter gewissen vereinfachenden Annahmen leicht das Gesetz ermitteln, nach welchem der Widerstand im Hauptstrome durch Bestrahlung seitens der Spirale mit der Zeit sich ändert. Führt man nun überdies eine längere Reihe abwechselnder Bestimmungen von w_0 und w aus und notirt bei jeder die Zeit t , so erhält man durch die Zahlen w_0 die Constanten jenes Gesetzes. Construiert man dann die das Gesetz darstellende Curve (dieselbe ist im allgemeinen transcendent) und vergleicht sie mit der Beobachtungscurve, so findet man für die den Zeiten der Bestimmung der Grössen w entsprechenden Abscissen verschiedene Ordinaten. Diese Differenzen beziehen sich auf die Magnetisirung. Ich führe eine derartige Versuchsreihe mit der Gramme'schen Maschine und dem Drahte F_3 auf. w_0 , w_1 , w_2 seien die Widerstände für $p = 0$, $p = 400$, $p = 800$.

t	w_0 beobachtet.	w_1 beobachtet.	w_0 berechnet.	w_2 beobachtet.	w_0 berechnet.	
2h 50'	0,3285	—	—	—	—	$w_1 - w_0$
3h 7'	—	0,3294	0,3299	—	—	0,0005
13'	0,3315	—	—	—	—	—
17'	0,3326	—	—	—	—	—
20'	—	0,3332	0,3339	—	—	0,0007
22'	—	0,3338	0,3348	—	—	0,0010
27'	—	—	—	0,3346	0,3381	$w_2 - w_0$
34'	0,3416	—	—	—	—	0,0035

Für $\frac{w_1 - w_0}{w_0} = \delta_1$ findet man hiernach 3 Werthe von steigender Grösse, für δ_2 einen einzigen, nämlich:

$$\delta_1 = -0,0015 \quad -0,0021 \quad -0,0030$$

im Mittel also:

$$\delta_1 = -0,0022 \quad \text{und} \quad \delta_2 = -0,0106.$$

Vorausgesetzt ist hierbei natürlich, dass die durch die Aenderung von p hervorgerufenen Discontinuitäten durch die thermische Nachwirkung verdeckt werden.

Mit dem Werthe von δ in 29 sollte der Werth von δ_2 hier übereinstimmen. Denn H , M , n haben dieselben Werthe. Er ist jedoch mehr als doppelt so gross. Einen Theil der beobachteten und berechneten Curve gibt Taf. III Fig. 1 wieder.

§. 5. Hand in Hand mit den Versuchen über den Einfluss der Magnetisirung gingen Versuche über die Extraströme, welche durch jeden Strom im Eisen erzeugt werden. Ich will darauf verzichten, diese Versuche ausführlich mitzutheilen, da sie ihren wesentlichen Ergebnissen nach mit denen der Herren Herwig und Streintz übereinstimmen. Quantitative Angaben über die Stärke der Extraströme in irgendeinem vergleichbaren Maasse liegen jedoch seitens des letzteren Beobachters gar nicht vor, und auch Herwig gibt nur einmal an, dass dem nach Oeffnen des Hauptstromes erhaltenen Ausschlage der Galvanometernadel, falls der Strom fortbestanden hätte, eine Abnahme des Widerstandes um 0,0011 bis 0,00014 entsprochen haben würde. Da ich im allgemeinen von einer Erschütterung der Drähte absah, erhielt ich auch meist länger dauernde Extraströme, wodurch ich die Möglichkeit erzielte, zuweilen recht genaue Widerstandsmessungen der obigen Art auszuführen. Die Werthe, welche ich erhielt, sind zum Theil nicht unerheblich grösser, als der obige Herwig'sche. Die Vorzeichen dieser Werthe waren mit wenigen Ausnahmen, die sich durch fremde Einflüsse erklären, stets derart, dass beim Schluss des Hauptstromes der Maasswiderstand erhöht, beim Oeffnen dagegen verringert werden musste. Ferner finde ich beim Stahl die Ausschläge, wie Herwig, kleiner als beim Eisen; verfolge ich jedoch den zeitlichen Verlauf beider, der beim Eisen, besonders bei geglühten Drähten, ein viel schnellerer ist, als beim Stahl, so finde ich für die den Ausschlägen entsprechenden Integralströme nicht wesentlich verschiedene Werthe.

Weit stärkere Extraströme erhielt ich nun aber, wenn ich den Strom durch magnetisirte Eisen- oder Stahldrähte leitete, wenn auch ihre Richtung stets dieselbe war, als ob der Draht nicht magnetisch gewesen wäre. In denjenigen Fällen, in welchen der definitive Widerstand durch Magnetisirung erhöht wurde, entsprach dem Extrastrome stets ein noch grösserer Widerstand. Es machte sich dies dadurch kenntlich, dass, nachdem die Brücke für den unmagnetischen Zustand des Drahtes abgeglichen war, nun ein Ausschlag nach der Seite der grösseren Widerstände erfolgte, welcher grösser war, als der dauernden Ablenkung der Nadel entsprochen hatte, und auch diese letztere nahm, nachdem die Schwingungen der Nadel längst erloschen waren, in den meisten Fällen langsam noch ein wenig ab, bis sie den in den Tabellen des §. 4 wiedergegebenen Werth annahm. Aber auch in denjenigen Fällen, in welchen der Widerstand im magnetischen Zustande kleiner ist, erfolgte der Ausschlag stets zuerst nach der Seite der grösseren Widerstände. Auf Zahlenangaben verzichte ich, weil in denselben eine ähnliche Mannichfaltigkeit herrscht, wie in den Zahlen des §. 4. Mit der Grösse der magnetisirenden Kraft nimmt die Stärke der Extraströme zu, und zwar anfangs schneller, später (d. h. bei grossen Magnetisirungen) langsamer als diese.

Vorausgesetzt ist hierbei, dass der Hauptstrom erst einige Zeit nach dem magnetisirenden geschlossen werde. Schliesst man ihn kurz nach oder gar gleichzeitig mit demselben, so werden die Erscheinungen sehr unregelmässig. Gänzlich geändert werden sie, wenn man erst den Hauptstrom und dann den magnetisirenden schliesst. Die Schliessungsströme sind dann ungleich schwächer; sind sie aber der Beobachtung zugänglich, so ergibt sich ihre Richtung als die entgegengesetzte, d. h. sie entsprechen einer Widerstandsabnahme; zuweilen beobachtet man eine ganze Reihe oscillirender Extraströme.

§. 6. Die im §. 4 mitgetheilten Versuche scheinen mir geeignet, zwischen den bezüglichlichen Ergebnissen früherer Beobachter zu vermitteln. In der That finden sich fast alle diese, so divergent sie auch lauten mögen, in meinen Resultaten wieder und erhalten durch die Verschiedenheit der Umstände, unter denen sie gewonnen wurden, ihre vorläufige Erklärung. Beetz fand unter allen Umständen eine Zunahme des Widerstandes. Er scheint jedoch stets sehr starke magnetisirende Kräfte angewendet und nur mit Eisen-, nicht aber mit Stahlstäben operirt zu haben, und unter diesen beiden Bedingungen erhielt auch ich stets positive Werthe von δ . Stewart und Schuster beobachteten an einem magnetisirten Kupferdrahte bei grosser magnetisirender Kraft eine Abnahme des Widerstandes; er verhielt sich also wie meine Stahldrähte. Leider ist nicht angegeben, ob der Draht aus reinem (diamagnetischem) oder aus eisenhaltigem (paramagnetischem) Kupfer bestand, wie man ihn im Handel gewöhnlich erhält. Edlund und Mousson erhielten keine Aenderungen des Widerstandes durch die Magnetisirung, obgleich die Genauigkeit ihrer Messungen hinter der von Thomson nicht wesentlich zurückstand. Auch in meinen Tabellen finden sich einige, welche für δ den Werth Null ergeben. Endlich hat Adams¹⁾ eine vorläufige Mittheilung von H. Tomlinson veröffentlicht, deren Ausführung ich jedoch in den Transactions vergeblich gesucht habe. Nach diesen Angaben, welche übrigens äusserst wenig Anhaltspunkte gewähren, hat die Magnetisirung beim harten Stahl eine Abnahme, beim Eisen und weichen Stahl eine Zunahme des Widerstandes zur Folge. Dies ist in völliger Uebereinstimmung mit meinen Angaben, wenn man annimmt, dass die Magnetisirung, welche Tomlinson anwandte, stets eine beträchtliche war. Dafür spricht auch die enorme Grösse der Zahlen, welche ich mit δ bezeichnet. Meine Werthe liegen zwischen den Grenzen:

1) Proceed. Royal Soc. June 17. 1875.

$$- 0,0186 \quad \text{und} \quad + 0,0281, ^1)$$

die Werthe Tomlinson's zwischen:

$$- 0,06 \quad \text{und} \quad + 0,04 (?).$$

Fügt man den Grenzwert aus den Versuchen von Beetz:

$$+ 0,0006$$

hinzu, mit welchem der von Chwolson genau, der von Thomson einigermaassen übereinstimmt, so sieht man, dass meine Zahlen die Mitte halten.

Uebrigens scheint Tomlinson die Magnetisirungen ausgeführt zu haben, während der Hauptstrom geschlossen war. Ich habe erwähnt, dass in solchen Fällen ein Extrastrom auftritt, welchem eine Abnahme des Widerstandes entspricht. Da nun diese Extrastrome bei hartem Stahl oft sehr langsam verlaufen, so könnte vielleicht ein Theil der Abnahme um 6 Proc. hierauf kommen. Auch von der Zunahme um 1 bis 4 Proc. bei weichen Drähten könnte man einen Theil auf die von Tomlinson selbst zugegebene Erwärmung abrechnen.

§. 7. Im Folgenden will ich es versuchen, auf Grund der Theorie drehbarer Molecularmagnete die beobachteten Erscheinungen zu erläutern. Dabei bediene ich mich des Begriffes der Arbeit und definire dieselbe für den vorliegenden Fall als das Product aus der Kraft, welche zur Drehung eines Molecularmagnetes überwunden werden muss, in die Winkelgrösse dieser Drehung. Die im Eisen auftretenden Extrastrome sind bereits allgemein als Ausdruck derartiger Arbeitsleistung erkannt worden. Wenn ein durch eine constante electromotorische Kraft erzeugter Strom von einem bestimmten Momente an eine Arbeit leistet, welche er bis dahin nicht leistete, so gilt das Ohm'sche Gesetz nur noch unter der Voraussetzung, dass entweder die

1) Nur ein Versuch mit einem Stahldrahte hat bei sehr kleinem $M_n : H$ und sehr grossem absoluten Werthe von H den Werth $- 0,03$ ergeben.

Stromstärke i oder der Widerstand w einen andern Werth erhält. Gewöhnlich schreibt man, den ersteren Fall voraussetzend:

$$i = \frac{e - \frac{1}{a} \frac{\partial V}{\partial t}}{w},$$

d. h. man betrachtet die Grösse $\frac{1}{a} \frac{\partial V}{\partial t}$ (in welcher a den Arbeitswerth der Wärmeeinheit, V z. B. das Potential des Stromes Eins auf den Magneten bedeutet, in Bezug auf welchen Arbeit geleistet wird) als neue electromotorische Kraft, welche der ersten entgegenwirkt. Ich sehe jedoch nicht ein, warum es nicht auch erlaubt sein soll, zu schreiben:

$$i = \frac{e}{w + w_A},$$

wo w_A einen neuen, infolge der äusseren Arbeit zu w hinzukommenden Widerstand bezeichnet.²⁾ Jedenfalls lässt sich nicht, wie Colley³⁾ will, beweisen, dass diese letztere Gleichung falsch ist. Colley glaubt folgendermaassen schliessen zu dürfen: bezeichnet man mit T und T' die Zeiten, welche ohne und mit Arbeitsleistung erforderlich sind, um 1 g Zink in der Kette aufzulösen, so wäre, falls w sich änderte:

$$(1) \quad \frac{e^2}{w} T = \frac{e^2}{w + w_A} T' + q T,$$

wo q die in der Zeiteinheit geleistete Arbeit bedeutet; nun ist aber:

$$(2) \quad \frac{e}{w} T = \frac{e}{w + w_A} T';$$

folglich:

$$e = e + \frac{q}{e} (w + w_A),$$

was unmöglich ist.

1) Helmholtz, die Erhaltung der Kraft. Berlin 1847.

2) Vgl. jedoch Wiedemann, Galv. II. 2. p. 521.

3) Pogg. Ann. CLVII. p. 370. (1876.)

Die Gleichung (1) ist richtig, aber die Gleichung (2) ist ebenso wenig anwendbar, wie in dem andern Falle (wo e als veränderlich betrachtet wird) die entsprechende Gleichung:

$$(2a) \quad \frac{e}{w} T = \frac{e - \varepsilon}{w} T',$$

wo ε die Aenderung von e bedeutet. Beide Gleichungen sind vielmehr durch die gemeinsame:

$$(3) \quad T = T'$$

zu ersetzen, welche aussagt, dass mit i auch die Wärmeentwicklung abgenommen hat; und diese führt in unserem Falle zu der sehr wohl möglichen Gleichung:

$$\frac{e^2}{w} = \frac{e^2}{w + w_A} + q,$$

aus welcher sich ergibt:

$$(4a) \quad w_A = \frac{w^2 q}{e^2 - wq}, \quad \text{und} \quad q = \frac{e^2 w_A}{w(w + w_A)}. \quad (4b)$$

Diese Gleichung lässt sich leicht verificiren, wenn man den Extrastrom verfolgt, welcher bei Schliessung eines bekannten Stromes auftritt, wenn der Strom eine Magnetnadel von bekanntem Momente ablenkt, und wenn überdies die horizontale Componente der Intensität des Erdmagnetismus bekannt ist.¹⁾

In praktischer Hinsicht ist es jedenfalls am bequemsten, bei jeder Arbeitsleistung, sei es momentane

1) Dass auch in dem von Hrn. Colley vertretenen Falle (e veränderlich), die Gleichung (2a) nicht anwendbar ist, kann man schon daraus entnehmen, dass sie zu einem Widerspruche führt. Hr. Colley gelangt nämlich durch richtige Schlüsse zu der (der Gl. 4b) entsprechenden Gleichung:

$$q = \frac{\varepsilon(e - \varepsilon)}{w}$$

welche nicht richtig sein kann, da sie für unendlich kleine ε die Gl.

$$q = \frac{e d e}{w}, \quad \text{statt} \quad q = \frac{2 e d e}{w}$$

ergibt. Benutzt man dagegen auch in diesem Falle, wie oben, die Gl. (3) so kommt man zu der richtigen, zuletzt angeführten Gleichung.

oder dauernde, eine Aenderung des Widerstandes anzunehmen.

Hiernach muss der Widerstand eines Eisendrahtes im ersten Momente nach der Schliessung grösser, im ersten Momente nach der Oeffnung kleiner sein, als während der übrigen Dauer des Stromes. Denn dort gehen die Molecularmagnete infolge der richtenden Kraft des Stromes in eine der circularen Anordnung mehr oder weniger genäherte Stellung über, wobei der Strom Arbeit in Bezug auf die Directionskraft der Molecüle zu leisten hat; hier kehren die Molecüle mehr oder weniger in ihre natürliche Lage zurück; die Directionskraft leistet also Arbeit in Bezug auf den Strom. Hiermit stimmen die Beobachtungen vollständig überein.

Sobald diejenige actuelle Energie, welche die Molecularmagnete von der drehenden Kraft des Stromes empfangen, vollständig in potentielle umgesetzt ist, hat der Strom keine Arbeit in Bezug auf die Richtung der Molecularmagnete mehr zu leisten. Man müsste daher den Schluss ziehen, dass der Widerstand nunmehr seinen wahren, dem in innerer Ruhe (oder in bestimmter Wärmebewegung) befindlichen Eisendraht entsprechenden Werth annehmen werde, wenn man nicht zu bedenken hätte, dass durch die Wirkung der von dem Strome ausgeübten Drehkräfte der innere Zustand des Eisens (wie man sich denselben auch vorstellen möge) ein anderer geworden ist und bleibt, bis der Strom unterbrochen wird. Das Eisen könnte sonach zwei verschiedene Widerstände besitzen; der eine allein, nämlich derjenige des circularmagnetisirten Eisens, wäre ohne weiteres der Beobachtung zugänglich; der andere, der Widerstand des unmagnetischen, hätte aber eine wichtige theoretische Bedeutung, insofern er allein mit den Grössen vergleichbar ist, welche wir bei anderen Metallen schlechtweg den Widerstand nennen.

Angenommen nun, diese beiden Grössen seien in der That verschieden — und die Erfahrung zeigt, dass es sich so verhält, — so lässt sich doch kein auf speciellen Schlüs-

sen beruhender Weg vorstellen, auf welchem man entscheiden könnte, welche die grössere sei. In solchen Fällen sind in neuerer Zeit häufig mit Erfolg Betrachtungen angewendet worden, deren Ausgangspunkt das Princip von der Erhaltung der Kraft ist. Indem ich hier denselben Weg einschlage, stelle ich ein allgemeines Princip an die Spitze, welches aus jenem folgt, und das bisher, so viel mir bekannt ist, nur für specielle Fälle ausgesprochen worden ist. Dasselbe lautet:

Keine Kraft ist im Stande, „von selbst“ Zustände herzustellen, welche für ihr eigenes Wirken günstiger sind, als diejenigen, welche sie vorfand.

Hierin bedarf nichts der Erläuterung; auch die Bedeutung des Ausdruckes „von selbst“ ist allgemein bekannt, seit derselbe von Clausius¹⁾ eingeführt worden ist. Das Princip, in welchem er sich desselben zuerst bedient, „Wärme kann niemals von selbst von einem kälteren auf einen wärmeren Körper übergehen“, ist selbst ein specieller Fall des obigen Princip. Ein anderer ist das Lenz'sche Gesetz, welches die Richtung des inducirten Stromes bestimmt. Ferner gehören hierher die Thatfachen, dass bei den festen Körpern der kubische Compressionscoëfficient mit dem Drucke abnimmt, die specifische Wärme und der galvanische Widerstand der festen Körper mit der Temperatur zunimmt u. s. w.

Für den vorliegenden Fall ist aus obigem Principe zu schliessen, dass der Widerstand des Eisens, wie wir ihn bei der Durchleitung eines Stromes beobachten, grösser ist, als jener ideale Werth. Daraus folgt zunächst, dass circularmagnetisirtes Eisen einen grösseren Widerstand hat, als unmagnetisches, wenigstens wenn die Grösse der Circularmagnetisirung diejenige nicht übersteigt, welche der Strom selbst hervorrufen könnte. Man kann jedoch offenbar diese Einschränkung fallen lassen. Ist nämlich

1) Die mechanische Wärmetheorie. I, p. 81.

die Circularmagnetisirung grösser, als der Strom allein sie zu erzeugen vermag, so gibt es doch stets eine andere Stromstärke von dieser Eigenschaft. Für diese letztere gilt also der obige Satz. Nun ist aber der Widerstand eines Eisendrahtes von bestimmtem magnetischem Zustande¹⁾ von der Stromstärke unabhängig; folglich ist jener Satz für jeden Betrag der Circularmagnetisirung gültig.

Es folgt aber weiter, dass durch schwache Längsmagnetisirungen der Widerstand verringert werden muss. Denn nach dem obigen ist anzunehmen, dass circularmagnetisches Eisen den Strom um so schlechter leitet, je stärker die Circularmagnetisirung ist; durch die hinzukommende Längsmagnetisirung wird aber ein Theil der circularen aufgehoben. In der That zeigen meine Versuche bei Eisen sowohl wie bei Stahl eine Abnahme des Widerstandes infolge schwacher Magnetisirungen.

Anders verhält es sich, wenn die längsmagnetisirende Kraft gross ist. Dann wird aus ihrem Zusammenwirken mit der circularmagnetisirenden Kraft des Hauptstromes eine Längsmagnetisirung resultiren. Und hier lässt die Theorie eine Lücke. Es kann der Widerstand längsmagnetisirten Eisens kleiner oder grösser sein als derjenige des unmagnetischen; im ersten Falle hat die Widerstandsfunktion nirgends ein Minimum oder Maximum; vielmehr steigt der Widerstand stetig vom Zustande des gesättigten Längsmagnetismus bis zum Zustande des gesättigten Circularmagnetismus; dieser Fall ist, wie die Versuche zeigen, beim harten Stahl verwirklicht; im andern Falle hat die Widerstandsfunktion ein Minimum für den unmagnetischen Zustand. Beim Eisen und beim weichen Stahl haben meine Versuche dies in der That ergeben; einer und derselben Ordinate der Widerstandscurve entsprechen hier zwei Abscissen, d. h. demselben

1) Dass dieser Zusatz erforderlich ist, zeigt sich im §. 8.

Widerstände entsprechen zwei magnetische Zustände, nämlich ein längs- und ein circularmagnetischer; die muthmaassliche Gestalt der Widerstandscurven gibt Taf. III Fig. 2 wieder. Hierdurch finden die Versuche 7, 21, 25 ihre Erklärung, sowohl, soweit ihre Ergebnisse positiv, als auch, soweit sie negativ waren. Mit Benutzung der Gesetze, welche über die Magnetisirung durch einen Kreisstrom bezüglich durch eine Spirale¹⁾, und über die circular Magnetisirung durch den Draht selbst durchfließenden Strom²⁾ aufgestellt sind, liesse sich das Verhältniss der electromotorischen Kräfte des magnetisirenden und des Hauptstroms, d. h. das Verhältniss $M : H$ berechnen, welches bei gegebenen Werthen von n , w_0 , l und d stattfinden muss, damit δ (für Eisen und weichen Stahl) verschwinde. Da jedoch die Kleinheit der Werthe von δ eine Prüfung dieser Berechnung kaum zulässt, verzichte ich darauf sie auszuführen. Nur erwähnen will ich, dass jenes Verhältniss nach den Versuchen ausser von n , w_0 , l , d auch von der Natur des Drahtes abzuhängen scheint. Dass die Abhängigkeit von der Dicke eine erhebliche sein muss, kann man durch folgende Betrachtung einsehen. Das längsmagnetische Moment, welches der Draht annimmt, ist bei gleichen magnetisirenden Kräften der Quadratwurzel aus der Dicke nahezu proportional³⁾; anders verhält es sich mit dem circularmagnetischen Moment; zwar scheint bei gleicher magnetisirender Kraft das circular magnetische Moment nicht wesentlich von der Dicke abzuhängen; aber die magnetisirende Kraft ändert sich sehr beträchtlich mit der Dicke. Dieselbe ist nämlich:

$$P = c \int_0^{2\pi} \int_0^l \int_0^{\frac{d}{2}} \frac{r^2}{d^2} i dr dl d\varphi.$$

Führt man die Integration aus und benutzt die Gleichung:

1) Vgl. Wiedemann, Galv. II. 1. p. 180 und 329.

2) Streintz l. c.

3) Dub, Electromagnetismus. (1861.) p. 197.

$$i = \frac{H}{w_k + \frac{4f}{\pi d^2} l},$$

in welcher f den specifischen Widerstand des Eisens bedeutet, so erhält man für das Moment:

$$K = \frac{\text{const. } H l d}{w_k + \frac{4f}{\pi d^2} l} \cdot \varphi(d) \cdot \psi(l),$$

wo $\varphi(d)$ eine ganze, bei Aenderungen von d sich langsam in gleichem Sinne ändernde Function von d und $\psi(l)$ eine Function von l ist, auf welche es hier nicht ankommt. Für grosse l kann man es, wenigstens wenn d nicht zu gross ist, einrichten, dass w_k zu vernachlässigen ist; man findet dann:

$$K = \text{const. } H d^3 \varphi(d) \cdot \psi(l).$$

Aber selbst wenn d so gross ist, dass man umgekehrt $\frac{4fl}{\pi d^2}$ gegen w_k vernachlässigen kann, ist noch:

$$K = \text{const. } H d \varphi(d) \cdot l \psi(l),$$

während doch, wie erwähnt, das längsmagnetische Moment:

$$K' = \text{const. } M n \sqrt{d} \chi(l) \quad \text{ist.}$$

Als Ausdruck der Arbeit, welche der Strom bei Drehung der Molecularmagnete leistet, tritt, wie wir sahen, beim Schliessen des Stroms ein Extrastrom oder, wie dies ausgedrückt wurde, eine vorübergehende Vergrösserung des Widerstandes auf. Ist der Draht vorher längsmagnetisirt worden und befindet er sich beim Schlusse des Hauptstromes noch in diesem Zustande, so ist die Drehung durch letzteren jedenfalls viel geringer; hieraus könnte man auf den ersten Blick geneigt sein zu schliessen, dass auch die Arbeit kleiner sei, was der beobachteten Thatsache, dass die Extraströme in diesem Falle stärker sind, widersprechen würde. Aber man hat zu erwägen, dass zwar die Drehung geringer ist, weil die längsmagnetisirende Kraft die Molecüle stärker zurückhält als die Directions-kraft, welche in dem ersten Falle allein der Kraft des

Hauptstromes entgegenwirkte, dass aber der andere Factor des Productes, welches die Arbeit darstellt, eben jene längsmagnetisirende Kraft, viel grösser ist als die Directionskraft. So lange die Drehungen unendlich klein sind, ändert sich nun die Kraft umgekehrt proportional mit dem Drehungswinkel; die Arbeit des Stromes bleibt also constant; wenn aber die längsmagnetisirende Kraft erheblich ist, also die Drehungen in die axiale Lage nicht mehr als unendlich klein betrachtet werden dürfen, so wächst die Arbeit, welche der Strom zu leisten hat, obgleich die Circulardrehung, welche er hervorbringt, kleiner ist. Bezeichnet man, um dies nachzuweisen, mit D die Directionskraft, mit H die richtende Kraft des Hauptstromes, so erhält man, zunächst von einer Längsmagnetisirung absehend, für die bei Drehung um den Winkel ψ für irgendein Molecül zu leistende Arbeit:

$$A = \int_0^\psi D \sin \psi \, d\psi.$$

Bildet nun die Richtung von D für dieses Molecül mit der Axe des Drahtes den Winkel φ , so ist ψ durch die Gleichung:

$$D \sin \psi = M \cos (\varphi + \psi)$$

bestimmt, aus welcher:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{H \cos \varphi}{D + H \sin \varphi}$$

folgt. Setzt man diesen Werth in die Gleichung:

$$A = D (1 - \cos \psi)$$

ein, so findet man:

$$A = D \left(1 - \frac{D + H \sin \varphi}{W} \right),$$

wo W die Grösse $+\sqrt{D^2 + 2HD \sin \varphi + H^2}$ bezeichnet.

Wollte man nun die Erscheinungen der Extrastrome mit Strenge beschreiben, so hätte man folgende Aufgaben zu lösen:

1) Wie gross ist der Mittelwerth von A für alle Molecüle des Drahtes?

2) Wie gross ist die entsprechende Arbeit für ein Molecül, auf welches ausser den Kräften D und H noch die Kraft M senkrecht zu H wirkt?

3) Wie gross ist der Mittelwerth dieser Arbeit für alle Molecüle?

Ich habe diese Rechnung unter folgenden Annahmen verfolgt: a) im unmagnetischen Zustande seien alle Werthe von φ zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ gleich häufig vertreten; Werthe zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π schienen mir wegen des labilen Gleichgewichtes, welches dann an gewissen Stellen des Drahtes herrschen müsste, sehr unwahrscheinlich; übrigens ist der Werth des Integrals, soweit er in Betracht kommt, hiervon unabhängig. b) Die Richtungsunterschiede der Molecüle sollen mit zunehmendem M , also mit abnehmender Abweichung von der Axe des Drahtes rasch abnehmen, d. h. das Integral, welches, durch die Differenz seiner Grenzen dividirt, jenen Mittelwerth darstellt, soll in rasch sich nähernde Grenzen eingeschlossen sein und bei Werthen von M , welche gegen D gross sind, durch ein Differential zu ersetzen sein, also jener Quotient durch einen Differentialquotienten; der endliche Werth desselben stellt dann den Grenzwert der Arbeit des Stromes für gesättigten Längsmagnetismus dar.

Die Arbeit im zweiten Falle ist aus doppeltem Grunde grösser, als die erste. Einmal weil mit der zu überwindenden Kraft die Arbeit wächst; dies kann man schon ohne Kenntniss jener allgemeinen Ausdrücke auf folgende Weise einsehen; es ist:

$$\frac{\partial A}{\partial D} = 1 - \frac{2D + H \sin \varphi}{W} + \frac{D(D + H \sin \varphi)^2}{W^3}$$

$$\text{oder: } \frac{\partial A}{\partial D} = 1 - \frac{D + H \sin \varphi}{W} - \frac{DH^2 \cos^2 \varphi}{W^3}.$$

Nun kann man W in der Form:

$$W = \sqrt{(D + H \sin \varphi)^2 + H^2 \cos^2 \varphi}$$

schreiben. Die in dem Ausdrucke für $\frac{\partial A}{\partial D}$ von 1 abziehende Summe ist daher am grössten, wenn gerade:

$$D + H \sin \varphi = H \cos \varphi$$

ist, und in diesem Falle ist sie gleich:

$$\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1.$$

Daraus folgt, dass $\frac{\partial A}{\partial D}$ niemals < 0 ist. (Man kann auch $\frac{\partial A}{\partial D}$ auf die Form:

$$1 - \frac{(D + H \sin \varphi)^3 + 2H^2 D \cos^2 \varphi + H^3 \sin \varphi \cos^2 \varphi}{W^3}$$

bringen, aus welcher man durch Entwicklung von W denselben Schluss zieht).

Was hier für $\frac{\partial A}{\partial D}$ bewiesen ist, gilt aber auch für $\frac{\partial A}{\partial M}$, falls D sehr klein gegen M ist; denn die längsmagnetisirende Kraft ist von derselben Natur wie die Directions-kraft. Dies ist der eine Grund, weshalb die Arbeit des Stromes für längsmagnetisirtes Eisen grösser ist, als für unmagnetisches. Aber auch wenn die zu überwindende Kraft dieselbe ist, ist die Arbeit grösser, sobald der Winkel zwischen der Richtung der Kraft, welche die Arbeit leistet, und der Richtung des Molecüls bei Beginn der Arbeitsleistung grösser ist. Ich will wenigstens die obere Grenze dieser Aenderung berechnen; es bilde also das Molecül den Winkel φ mit der Axe; das eine mal wirke H sofort und magnetisire vollständig, d. h. der Drehungswinkel ψ sei gleich $\frac{\pi}{2} - \varphi$; diese Arbeit sei A_1 ; das andere mal wirke zuerst M und magnetisire vollständig; drehe also um φ ; sodann wirke H und magnetisire seinerseits vollständig, drehe also um $\frac{\pi}{2}$; diese Arbeit sei A_2 . Grösser als in diesem Falle, in welchem M von höherer Ordnung als D , H von höherer als M ist, kann das Verhältniss $\frac{A_2}{A_1}$ offenbar nie werden. Nun ist:

$$A_1 = D(1 - \sin \varphi) \quad A_2 = D,$$

also die Mittelwerthe:

$$[A_1] = \frac{2D}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - \sin \varphi) d\varphi = \frac{\pi-2}{\pi} D,$$

$$[A_2] = \dots \dots \dots D,$$

d. h. $\frac{[A_2]}{[A_1]} = \frac{\pi}{\pi-2} = 2,752\dots$

Wenn also M wächst, so wächst A schneller als M ; erstens weil man mit immer grösserer Genauigkeit D gegen M vernachlässigen kann, und daher die obige Formel für $\frac{\partial A}{\partial D}$ immer strenger anwendbar wird; und zweitens, weil der längsmagnetische Zustand selbst eine Rückwirkung ausübt, die sich (in roher Annäherung) in Rechnung ziehen lässt, indem man zu A einen mit M von dem Werthe 1 bis zum Werthe 2,752... stetig wachsenden Factor hinzufügt. Wer die angestellten Beobachtungen über die Extraströme auf diese Angaben hin prüft, wird sie qualitativ und, soweit dies bei der durchschnittlichen Unerheblichkeit der überhaupt auftretenden Ausschläge möglich ist, auch quantitativ bestätigt finden.

Ich habe die Extraströme im Eisen als Ausdruck von Drehungsarbeit gekennzeichnet und diese Arbeit durch eine Widerstandszunahme, resp. Abnahme beschrieben. Der dem Schliessungsstrom entsprechende Werth des Widerstandes geht in den durch den Durchgang eines constanten Stromes oder durch eine dauernde Längsmagnetisirung (oder beides zugleich) bedingten Werth nicht plötzlich über, sondern ist mit ihm meist durch eine Nachwirkungerscheinung verknüpft. Auch von dem Wesen dieser kann man sich nach dem obigen leicht eine Vorstellung machen. Wirkt ausser der Directions-kraft nur der Hauptstrom, so ertheilt derselbe den Moleculen eine Drehungsgeschwindigkeit, welche, je nach dem Werthe von H , stets positiv ist (Rotation) oder ihr Zeichen periodisch wechselt (Schwingung). Beobachten wir nun schon bei

einer in einer Kupferhülse sich bewegenden Magnethülse eine rasche Umsetzung der Massenbewegung in thermische, so wird dieselbe bei einem Molecule eines Eisendrahtes noch viel rascher erfolgen. Es tritt also eine Erwärmung auf, welche sich erst allmählich durch Leitung und Strahlung ausgleicht, und der Ausdruck dieser Erwärmung ist die Nachwirkungserscheinung. In der That wird nicht nur durch Längsmagnetisirung, sondern, wie Villari¹⁾ nachgewiesen hat, auch durch circulare Wärme erzeugt. Hierauf gehe ich nicht näher ein und erwähne nur, dass die Versuchsreihen 16 bis 18 des §. 4 und die Bemerkungen auf p. 308 (§. 5) hierher gehören; dass bei jenen Versuchen ausser D und H auch M wirkte, hat, wie sich zeigt, keinen wesentlichen Einfluss. Ueber den Verlauf dieser Art von Nachwirkung füge ich noch einige charakteristische Zahlen bei.

1) $M = 2B$, $H = 1D$, $n = 150$. Diese Zahlen waren so gewählt, dass δ fast gleich Null war. Draht f_4 . Der Hauptstrom wurde nach dem magnetisirenden geschlossen. t bedeutet die Zeit zwischen zwei Beobachtungen. Wegen der beträchtlichen Entfernung des magnetisirenden Stromes verstrichen meist einige Secunden zwischen Schluss oder Oeffnung des magnetisirenden Stromes und der ersten Beobachtung; die absolute Widerstandsänderung infolge der Drehungsarbeit lässt sich daher aus den Zahlen nicht entnehmen. s bedeutet Schliessen, δ Oeffnen des magnetisirenden Stromes. In Taf. III Fig. 3 sind dieselben Verhältnisse graphisch dargestellt; die verstärkt gezeichneten Stellen entsprechen Nachwirkungen.

Man sieht, dass beim Oeffnen die Nachwirkungsdauer geringer ist als beim Schliessen.

1) Nuovo Cim. (2) IV. Nov. — Dec. 1870.

Dauer der Nachwirkung				Dauer der Nachwirkung			
t	w	beim Schliessen.	beim Öffnen.	t	w	beim Schliessen.	beim Öffnen.
	0,7906			35''	0,7906	—	35''
s	0,7911	?		s	0,7911		
\bar{o}	0,7904	—	keine Nach- wirkung.	30	0,7906	50''	
s	0,7912	40''		20	0,7905		
20''	0,7907			20	0,7905		
20	0,7905			\bar{o}	0,7903	—	20''
\bar{o}	0,7903	—	20	0,7905	—		
20	0,7905	—	20''	s	0,7912	50''	
s	0,7911	30''		40	0,7905		
15	0,7909			10	0,7904		
15	0,7908			20	0,7904		
30	0,7908	—		\bar{o}	0,7904		keine Nach- wirkung.
\bar{o}	0,7905	—	35''	Mittel 45'' Mittel 15''			

2) Ohne Magnetisirung. $H = 2D$. Dicker, weicher Stahldraht F_6 . Es wurde abwechselnd die Brücke, in welcher das Galvanometer stand, bei geschlossenem Strom und der Strom bei geschlossener Brücke geschlossen und geöffnet. Im ersten Falle kann ein Extrastrom überhaupt nicht auftreten. (Die Schwächung des Stromes im Draht durch Abzweigung ins Galvanometer konnte bei meiner Anordnung durchaus keinen merklichen Einfluss haben.) Im zweiten Falle tritt dagegen der volle Extrastrom in die Erscheinung; stark war derselbe nicht, aber trotzdem war die Nachwirkung gross. Es zeigte sich das in folgender Weise: Im ersten Falle trat ein erster Ausschlag s_1 und eine definitive Ablenkung u_1 ein; beide standen in einem constanten, nur durch die Natur der Galvanometernadel und der Dämpfung bedingten Verhältniss; im zweiten Falle trat ein Ausschlag s_2 auf, welcher grösser war als s_1 und, als die Nadel eben ihre periodischen Schwingungen beendet hatte, eine Ablenkung u_2 , ebenfalls grösser als u_1 , welche erst allmählich auf u_1 sank. In der Tabelle enthält jede Reihe zwei Versuche, nämlich einen jeder Art. Es war

$$w + w_k = 0,2389.$$

Nr.	s_1	u_1	s_2	u_2	sinkt auf (u_1)
1.	4,3	2,3	5,2	4,0	2,6
2.	4,9	2,9	6,0	3,9	2,9
3.	5,2	3,0	6,1	3,9	?
4.	5,5	3,4	6,4	4,1	3,4
5.	5,6	3,5	6,6	4,1	?
Mittel	5,1	3,0	6,1	4,0	3,0

Auf das langsame Wachsen aller Zahlen von Versuch zu Versuch werde ich bald zu sprechen kommen.

Hierher gehören auch einige schon gelegentlich erwähnte Thatsachen; so die Erscheinung, dass selbst in den Fällen, in welchen die Magnetisirung den Widerstand verringert, der erste Versuch das entgegengesetzte Ergebniss liefert; es wirkt nämlich die bei der Arbeitsleistung durch Reibung verursachte Wärmeentwicklung noch nach. Ferner hat das Oeffnen oft den entgegengesetzten Einfluss; d. h. der Widerstand wird durch die Magnetisirung verringert, wo er sonst vergrößert werden würde; oder, er wird stärker herabgedrückt, als es sonst der Fall wäre. Besonders stark tritt diese Erscheinung bei der Umkehr des Stromes hervor (vgl. §. 4, Versuchsreihen 10 und 11).

Mit grösserem Rechte glaube ich einige von den eben beschriebenen verschiedene Erscheinungen als specifisch magnetische Nachwirkung bezeichnen zu dürfen¹⁾; ich beschränke mich jedoch hier auf eine kurze Angabe.²⁾ Erstens nimmt die Stärke der Extraströme bei häufigem Hindurchleiten des Stromes, bezüglich bei häufiger Magnetisirung zu. Diese Erscheinung hat schon Herwig beobachtet und durch eine zunehmende Beweglichkeit der Theilchen erklärt. Die Tabelle 2 (p. 325)

1) Wie ich aus einer soeben erschienen Abhandlung von Fromme (Wied. Ann. IV. p. 76) ersehe, bedient sich auch der Verfasser derselben für analoge Erscheinungen desselben Ausdrucks.

2) Vgl. Herwig, Streintz l. c., ferner Herwig, Pogg. Ann. CLVI. p. 430 (1875).

zeigt dieselbe sehr deutlich. Zugleich ergibt sich aus ihr, dass die Nachwirkung infolge der Arbeitsleistung, welche der Gegenstand jener Tabelle ist, nicht gleichzeitig zunimmt. Denn die Zahlen u_2 sind nahezu constant und die Differenz $u_2 - u_1$ sinkt von 1,7 durch 1,0 — 0,9 — 0,7 bis auf 0,6. — Im Zusammenhange hiermit steht es, dass der Widerstand des Eisens bei häufigem Hindurchleiten des Stromes überhaupt nicht unerheblich wächst. Diese Erscheinung ist nicht mit der von v. Quintus Icilius beobachteten zu verwechseln, nach welcher der Widerstand aller Metalle nach einmaligem, aber lange anhaltendem Stromdurchgange zunimmt. Die Erscheinung beim Eisen tritt vielmehr in der ersten Zeit der galvanischen Benutzung auf und verschwindet meist schon nach zehn- bis hundertmaligem Schliessen. So ergab sich bei einem Eisendrahte ($l = 1670$, $d = 0,20$, $H = 2D$, $M = 1D$):

ursprünglich:	$w = 7,3501$	längsmagnetisirt . . .	7,3547
nach 10mal. Schliessen	7,3539	10 mal magnetisirt . . .	7,3541
„ 100 „	7,3552(const.)	entmagnetisirt . . .	7,3559

Diese Zahlen zeigen die Nachwirkung sowohl bei der Quermagnetisirung durch den Strom als bei der Längsmagnetisirung. Dass die Abnahme des Widerstandes infolge der letzteren so gering erscheint (nachdem die Verhältnisse des Drahtes stationär geworden waren, wurde sie bei gleichen Werthen von H , M , n viel grösser), liegt offenbar daran, dass die beiden Nachwirkungen, wie es ja bei diesen Erscheinungen meist der Fall ist, nicht voneinander unabhängig verlaufen, dass also infolge der beschleunigten Nachwirkung der häufigen Quermagnetisirung ein Theil der Widerstandsabnahme verdeckt wird.

Nach dem vorangegangenen scheint die Vermuthung nahe zu liegen, es möchten auch die mit dem magnetischen Zustande andauernden Aenderungen des Widerstandes durch Magnetisirung als Ausdruck gewisser Arbeitsleistungen aufzufassen sein. In der That werden beim Durchgange eines Stromes durch

einen Eisendraht constante Rotationen der Molecüle erzeugt werden, welche bei einer Aenderung der Anordnung, wie sie die Magnetisirung hervorruft, nicht ungeändert bleiben können. Sind diese Betrachtungen auch sehr hypothetischer Natur, so scheinen sie mir doch immerhin noch mehr Anhaltspunkte zu gewähren, als die Betrachtungen von Beetz.

Von verschiedenen Seiten sind Versuche gemacht worden, neue Anhaltspunkte durch künstliche Quermagnetisirung des vom Strome durchflossenen Eisens zu gewinnen. Ich habe diese Idee deshalb bisher experimentell nicht verfolgt, einmal, weil nicht, wie man aus den stillschweigenden Voraussetzungen der betreffenden Autoren schliessen könnte, der Längsmagnetisirung einfach die Quermagnetisirung gegenübersteht, vielmehr hier wiederum, je nach der Anordnung, eine Menge verschiedenartiger Magnetisirungen denkbar sind; (der Bestimmtheit halber habe ich deshalb die hier behandelte als Circularmagnetisirung bezeichnet); sodann, weil diese Versuche nothwendig eine noch grössere Feinheit der Messung erfordern, als die Versuche mit Längsmagnetisirung. Die Theorie fordert, dass künstliche (d. h. zu der durch den Hauptstrom erzeugten hinzukommende) Circularmagnetisirung den Widerstand, falls sie ihn überhaupt noch ändert, vergrössert oder verkleinert, je nachdem der Sinn der künstlichen und der natürlichen Circularmagnetisirung derselbe oder der entgegengesetzte ist, und je nach der Stärke beider. Ein Versuch hierüber ist mir nicht bekannt. Dagegen hat W. Thomson¹⁾ den Strom durch eine quadratische Eisenplatte in einer zu der Magnetisirungsrichtung geneigten Richtung hindurchgeleitet. Die Pole des Electromagneten lagen an zwei gegenüberliegenden Seiten des Quadrats, die Electroden des Hauptstroms in zwei gegenüberliegenden Ecken. Von den einzelnen Stromfäden, in welche die Platte unter diesen Um-

1) l. c. p. 741.

ständen zerfällt, untersuchte Thomson die beiden am Rande sich hinziehenden, von denen jeder aus zwei aufeinander folgenden Kanten besteht, ABC und ADC (Taf. II Fig. 4). Das Ergebniss des Versuchs war, dass die Magnetisirung die Niveaulinie DB in die Lage DE verschob, dass also der Widerstand längs AB kleiner als längs AD und längs DC kleiner als längs BC war. Beetz und andere haben darauf hingewiesen, dass schon der mechanische Zug, der mit der Magnetisirung verknüpft ist, für sich allein dieses Ergebniss gefordert hätte. Ich glaube mich dieser Erklärung anschliessen zu müssen. Ich will jedoch zeigen, dass meine Theorie mit der Thomson'schen Beobachtung nicht im Widerspruche steht, dass sie dieselbe unter Umständen fordert und endlich, dass diese Umstände bei dem entsprechenden Versuche von Beetz¹⁾, welcher ein negatives Resultat hatte, nicht vorhanden waren.

Längs der Linie AB wird, bei dem Thomson'schen Versuche, die richtende Kraft des Electromagneten, je nach ihrer Stärke im Vergleich zu derjenigen des Stromfadens, die Circularmagnetisirung mehr oder wenig zerstören und in eine Quermagnetisirung überführen, bei welcher alle molecularen Nordpole nach derselben Seite des Raumes zeigen. Dabei wird der Widerstand in gewissen Linien des Stromfadens, nämlich in denjenigen, wo beide magnetisirende Kräfte dieselbe Richtung haben oder einen Winkel von 180° miteinander bilden, nicht erheblich sich ändern, in den übrigen aber im allgemeinen abnehmen. Der Gesamtwiderstand wird also entweder abnehmen oder, falls der Electromagnet stark ist, etwas, aber nicht erheblich, zunehmen. Gerade in dem letzteren Falle muss aber der Widerstand des Stromfadens BC sehr bedeutend zunehmen; denn hier vernichtet der Electromagnet die Circularmagnetisirung und erzeugt eine starke Längsmagnetisirung. Wie der Gesamtwiderstand von ABC sich ändert, darüber folgt hieraus freilich nichts; aber

1) l. c. p. 206.

ebenso wenig folgt hierüber etwas aus dem Thomson'schen Versuche; es folgt nur, dass eine etwaige Abnahme des Widerstandes ganz oder grösstentheils, eine etwaige Zunahme dagegen zum kleinsten Theile auf das Stück *AB* entfallen muss, und dies lehrt die obige Betrachtung in der That. Dass ich bei derselben auf die Wirkung der benachbarten Stromfäden keine Rücksicht nahm, ist ohne Einfluss; denn die Folge dieser Wirkung ist für *AB* gerade wie für *BC* die, dass die Molecularmagnete der gegen die Ebene der Platte senkrechten Stellung ein wenig genähert werden.

Bei dem Versuche von Beetz befand sich die zu magnetisirende Eisendrahtspirale innerhalb der magnetisirenden Kupferspirale, so dass die Windungen einander parallel waren. Es wurden mithin die Molecüle mehr oder weniger so gestellt, dass (die Windungen horizontal und der Strom im Kupfer im Sinne der Uhrzeigerbewegung fliessend gedacht) alle Nordpole nach unten zeigten. Der Hauptstrom dagegen rief eine circuläre Magnetisirung hervor; in den der vorderen Hälfte der Eisenspirale angehörigen Drahtstücken wurden also, wenn auch der Hauptstrom im Sinne der Uhrzeigerbewegung floss, die Nordpole in den vorderen der Halbcylinder, in welche man jedes Drahtstück zerlegen kann, mehr oder weniger nach oben, in den hinteren (inneren) nach unten gerichtet; umgekehrt wurden in den Drahtstücken der hinteren Halbspirale die Nordpole in den hinteren (äusseren) Halbcylindern nach oben, in den vorderen nach unten gerichtet. Ist also die magnetisirende Kraft des Hauptstroms nicht sehr klein gegen die andere, so bietet die Hälfte der Stromfäden einen grösseren Widerstand, als vor der Quermagnetisirung, die andere Hälfte einen kleineren. Der Gesamtwiderstand bleibt also nahezu ungeändert. Das negative Resultat des Versuches von Beetz darf also nicht verwundern.

§. 8. Es ist noch die Frage zu beantworten, ob die skizzirte Theorie einen Einfluss auf die galvanischen Grundgesetze, sowie auf die galvanischen

Constanten des Eisens bedinge, und im Bejahungsfalle, wie sich dieser Einfluss geltend mache.

Dass ein solcher Einfluss vorhanden sein müsse, zeigt folgende Ueberlegung. In den Grundgesetzen kommt unter anderen wesentlichen Begriffen auch derjenige des Widerstandes vor; derselbe muss also, damit die Geltung jener Gesetze einen Sinn habe, ein für allemal festgestellt sein; für das Eisen ist das nach der durchgeführten Untersuchung eine missliche Aufgabe; der Erwägung, dass man, um Vergleichen mit anderen Metallen zu ermöglichen, den Widerstand des unmagnetischen Eisens in Betracht zu ziehen hat, steht die andere gegenüber, dass diese Grösse der Erfahrung unzugänglich ist. Da nun für sie allein die Gesetze von Ohm, Joule und Lenz etc. gelten, so muss die Erfahrung, welche sich nothgedrungen des empirischen Begriffs des Widerstandes bedient, Abweichungen von den Gesetzen ergeben.

Nach dem Ohm'schen Gesetze ist der Widerstand von der electromotorischen Kraft unabhängig.¹⁾ Das gilt natürlich auch von dem idealen Widerstande eines Eisendrahtes. Der factische Widerstand desselben muss sich dagegen ändern, wenn die electromotorische Kraft und mit ihr die Stromstärke geändert wird. Denn mit letzterer nimmt bis zur Sättigungsgrenze die Circularmagnetisirung zu und mit dieser der Widerstand.

Um diese Forderung experimentell zu prüfen, benutzte ich eine Vorrichtung, welche es gestattet, die electromotorische Kraft momentan zu ändern. Es war dies ein nach Angabe des Hrn. Prof. Meyer construirter Stöpselumschalter. Auf einer Platte von Hartgummi sind die in Taf. III Fig. 5 schraffirten Messingstücke angebracht; durch Einsetzen von Metallstöpseln in die conischen Ausschnitte lassen sich dieselben untereinander, durch die schematisch

1) Nach dem jüngst erstatteten Berichte der British Association stimmt dies Gesetz für Kupfer, soweit die Genauigkeit der Beobachtung reicht, vollständig. (Beibl. II. p. 267. 1878.)

angedeuteten Klemmschrauben mit den übrigen Theilen der Schliessung in Verbindung bringen. Verbindet man z. B. ein galvanisches Element (immer den positiven Pol zuerst genannt) mit *E* und *B*, ein zweites mit *A* und *H*, ein drittes mit *G* und *F*, und stecken von den Stöpseln nur die bei *a*, *d*, *e*, *h*, während die Klemmen *C* und *D* zur Fortführung des Stromes dienen, so sind die 3 Elemente hintereinander eingeschaltet. Entfernt man jetzt die Stöpsel bei *a* und *h* und setzt solche bei *b*, *c*, *f*, *g* ein, so sind die 3 Elemente nebeneinander eingeschaltet.¹⁾

Für meinen Zweck schaltete ich den Umschalter bei *A* und *C* in die eine Diagonale des Wheatstone'schen Vierecks ein; zwischen *B* und *D* war ein Daniell'sches Element in der Reihenfolge Kupfer — Zink eingeschaltet, zwischen *F* und *H* zwei, zwischen *G* und *E* drei solche in derselben Richtung und hintereinander. Der Stöpsel bei *b* steckte nie; diejenigen bei *a* und *h* immer; steckte nun ausserdem nur noch:

<i>g</i> u. <i>f</i>	<i>c</i> , <i>e</i> , <i>f</i>	<i>c</i> , <i>g</i> , <i>d</i>	<i>g</i> u. <i>d</i>	<i>c</i> , <i>e</i> , <i>d</i>	<i>e</i> u. <i>d</i>
1	2	3	4	5	6

Elemente eingeschaltet.

Das doppelte Element und das dreifache können also einfach ausgeschlossen werden; das einfache kann freilich nur durch die Nebenschliessung bei *c* geschwächt werden; ich fand jedoch, dass es factisch dadurch ebenfalls ausgeschlossen wird.

Der Widerstand in den Elementen kam gegen den Widerstand der übrigen Schliessung kaum in Betracht;

1) Bei dieser Gelegenheit sei es mir gestattet, den beschriebenen und einen anderen, ebenfalls von Hrn. Meyer angegebenen, durch die Zeichnung Taf. III Fig. 6 sich selbst erläuternden Umschalter für Vorlesungszwecke zu empfehlen. Eine Combination eines Exemplars der ersten Art und zweier der zweiten Art macht es dem Vortragenden möglich, ausschliesslich durch Versetzung von Stöpseln von einem beliebigen galvanischen Versuche zu fast jedem beliebigen anderen überzugehen. Von Hrn. Mechanikus Pinzger hierselbst sind dieselben in vortrefflicher Ausführung zu beziehen.

die Stromstärke änderte sich also nahezu wie die electromotorische Kraft. Anfangs beabsichtigte ich, diese Versuche mit den schon zu den übrigen Versuchen benutzten Drähten anzustellen; dieselben zeigten jedoch ein so abnormes Verhalten, dass ich neue, galvanisch und magnetisch noch nicht bearbeitete an ihre Stelle setzen musste.

Ich will nur einige Beispiele für diese Abnormitäten anführen. Durch einen dünnen, geglühten Eisendraht (die mit ihm angestellten Magnetisirungsversuche sind nicht unter den oben ausgewählten) wurde der Strom von $2D$ ohne Pausen, je eine Minute lang, in der einen und in der anderen Richtung hindurchgeschickt. Es ergaben sich folgende Widerstände a und b :

a	14,57	14,42	14,29	14,23	14,14	14,11	14,06	14,06	14,03
	14,02	14,03	14,00	13,98	13,96	13,95	13,94	13,94	
b	13,74	13,37	14,15	13,71	13,38	13,69	13,43	13,81	13,39
	13,82	13,44	13,89	13,44	13,81	13,51	13,79	13,39	

Während also a , abgesehen von einer, mit allmählicher Erniedrigung der Umgebungstemperatur zusammenhängenden allmählichen Abnahme um 4 Proc. Constanz zeigt, bilden die Werthe b eine ziemlich regelmässige Zickzacklinie, deren Maxima im Mittel um 3 Proc. der ganzen Ordinaten abweichen. Ferner fand sich am nächsten Tage (bei anderer Befestigung des Drahtes) der Widerstand bei Anwendung von:

$$\left. \begin{array}{l} 1D: w_1 = 14,92 \\ 2D: w_2 = 15,63 \\ 3D: w_3 = 16,33 \end{array} \right\} \begin{array}{l} w_2 - w_1 = 0,71 \\ w_3 - w_2 = 0,70 \end{array}$$

im Mittel:

$$\frac{w_{n+1} - w_n}{w_n} = \delta = 0,048.$$

Eine so kolossale Widerstandsänderung (fast 5 Proc.) hätte den Beobachtern nicht entgehen können; überdies ist sie an sich unwahrscheinlich; überschreitet sie doch sogar die Grenzen der Widerstandsänderungen durch Magnetisirungen, wie ich sie oben (§. 6) angegeben habe.

Eine dritte Versuchsreihe endlich zeigte, dass bei dauerndem Stromdurchgange der Widerstand enorm abnahm; es war nämlich:

Anfangs	nach 1 Min.	wieder nach 3	5	5	5 Minuten.
$w = 16,54$	16,23	16,01	15,92	15,83	15,82 (constant).

Sodann wurde der Strom kurze Zeit geöffnet und wieder geschlossen; ein abermaliges Abnehmen von w war die Folge; bei $w = 15,70$ schien wiederum Constanz eingetreten zu sein, und so ging es fort. Alle diese Erscheinungen charakterisiren sich ohne weiteres als Folgen der gestörten Molecularverhältnisse des Drahtes.

Auch bei neuen Drähten ist eine Schwierigkeit nicht unwesentlich. Durch jede Aenderung der electromotorischen Kraft wird das thermische Gleichgewicht des Drahtes gestört, indem die Ausstrahlung eine Zeit lang mit der gesteigerten Erwärmung nicht Schritt hält. In dem einen Zweige der Brücke, welcher ausschliesslich aus Neusilber besteht, hat aber die Erwärmung einen sehr geringen, in dem andern dagegen, in welchem der Eisendraht sich befindet, einen bedeutenden Einfluss. Ich habe versucht, aus den Zahlenangaben von Weber, Favre und Bosscha diesen Einfluss angenähert zu bestimmen. In den Einheiten Bosscha's ist die electromotorische Kraft eines Daniells rund 10^{11} , also in Volta'scher Stromeinheit und Siemens'scher Widerstandseinheit rund 10. Nun operirte ich stets so, dass ich nur ein einziges Element zufügte, nie gleichzeitig mehrere. Eine obere Grenze für die Erwärmung werden wir also erhalten, wenn wir die Erwärmung durch $2D$ berechnen; (diejenige durch $1D$ genügt nicht, weil die Erwärmung quadratisch wächst, wenn die electromotorische Kraft bei constantem Widerstande linear zunimmt). Wir haben also die electromotorische Kraft $E = 20$. Gerade so gross war im Mittel der Gesamtwiderstand derjenigen beiden Vierecksseiten, durch welche der betrachtete Strom floss, nämlich 10 im Vergleichszweige (w_2 , vgl. §. 3) und durchschnittlich 10 im

Eisendraht. Die Stromstärke ist also gleich 1. Dabei werden nach Favre in der Minute 1,6 Wärmeeinheiten erzeugt, also im Eisendrahte 0,8. Das Gewicht des letzteren betrug mindestens $10 \times 0,1 \times 10000 = 10000$ mg oder 10 g. Diese 10 g Eisen werden etwa ebenso stark erwärmt, wie 1 g Wasser durch eine gleiche Wärmemenge. Die Temperaturerhöhung beträgt also $0,8^\circ \text{R.}$ oder 1°C. — 6 Secunden waren zur Widerstandsbestimmung erforderlich. Da nun eine Temperaturerhöhung um $0,1^\circ \text{C.}$ den Widerstand 1 um 0,0005 erhöht, so erscheint ein thermischer Einfluss in der That nicht ausgeschlossen.

Diese Betrachtungen habe ich erst angestellt, nachdem ich durch zahlreiche Versuchsreihen ohne Berücksichtigung dieses Umstandes die Abhängigkeit des Widerstandes von der Stromstärke bereits nachgewiesen zu haben glaubte. Ich will die Mittelwerthe aus den Ergebnissen einiger dieser Versuchsreihen anführen, einmal weil man aus ihnen wenigstens so viel schliessen kann, dass auch nach Abzug der thermischen Widerstandsänderungen solche übrig bleiben und dann, weil der Vergleich mit späteren, von thermischen Einflüssen freien Versuchen in der That eine Bestätigung der eben durchgeführten Rechnung liefert.

1. Ungeglühter Eisendraht. $l = 2120$, $d = 0,28$. Im Mittel aus je 5 symmetrisch vertheilten Versuchen:

$$(1D) w_1 = 7,7570 \quad (2D) w_2 = 7,7600 \quad (3D) w_3 = 7,7636$$

$$w_2 - w_1 = 0,0030 \quad w_3 - w_2 = 0,0036.$$

Es ist also $w_{n+1} - w_n$ nahezu constant und:

$$\frac{w_{n+1} - w_n}{w_n} = \delta = + 0,00043.$$

Diese Zahl liegt zwar unter dem gefundenen Grenzwerthe für den Einfluss der Erwärmung; der in diesem Falle dem Grenzwerthe entsprechende wahrscheinliche Werth des Einflusses beträgt jedoch keinesfalls mehr als die Hälfte des ersteren, also nicht über 0,00025. Es ist also mit grosser Wahrscheinlichkeit constatirt, dass der Widerstand mit der Stromstärke zunimmt.

2. Wiederholt.

$$w_1 = 7,7482 \quad w_2 = 7,7526 \quad w_3 = 7,7574, \text{ also im Mittel:} \\ \delta = 0,00059.$$

3. Wie der Versuch 2 ein grösseres δ ergeben hatte als Versuch 1, so ergab eine dritte Versuchsreihe einen noch grösseren Werth. Es war nämlich:

$$w_1 = 7,7469 \quad w_2 = 7,7528 \quad w_3 = 7,7587 \\ \delta = 0,00076.$$

Dieses allmähliche Wachsen von δ liefert eine Bestätigung der p. 332 gemachten Annahme, dass die grossen Werthe von δ bei dem dort untersuchten Drahte eine Folge seines vielfachen galvanischen Gebrauchs sein möchten.

4. Bei einem dünnen Eisendrahte fanden sich als Mittel aus vielen Versuchen, von denen stets nur zwei benachbarte zur Bildung der Widerstandsdifferenzen benutzt wurden, bei Anwendung Bunsen'scher Elemente:

$$w_2 - w_1 = 0,0037 \quad w_3 - w_2 = 0,0049 \quad \frac{w_3 - w_1}{2} = 0,0041, \\ \text{Mittel } 0,0042.$$

$$(w \text{ im Mittel} = 6,83); \text{ also: } \delta = 0,00061.$$

Wäre dies δ allein Folge der Erwärmung, so müsste es hier, im Vergleich zu dem δ der Versuchsreihe 1 viel grösser sein.

Die Ergebnisse einer andern Versuchsreihe, bei welcher die thermischen Einflüsse mindestens sehr gering waren, sind in Taf. III Fig. 7 graphisch dargestellt.

5. Der Antheil der Temperatureinflüsse an dem Werthe von δ musste sich an einem Kupferdrahte isolirt darstellen; das Kupfer war rein, $l = 18000$, $d = 0,41$ und w im Mittel $= 4,164$. Ich fand bei Anwendung derselben Bunsen'schen Elemente wie in 4:

$$w_3 - w_1 = 0,00090, \text{ also } \frac{w_3 - w_1}{2 w_1} = \delta = 0,00011.$$

Dieser Werth stimmt mit dem wahrscheinlichen Werthe des thermischen Einflusses für diesen speciellen

Fall überein, soweit bei derartig rohen Rechnungen Uebereinstimmung möglich ist.

Von verschiedenen Kunstgriffen, welche ich anwandte, um den Einfluss der Erwärmung auszuschliessen, hat sich schliesslich, wenigstens bei dünnen Drähten, der folgende am meisten bewährt. Der Widerstand des Eisendrahtes wurde angenähert bestimmt, etwa bis auf eine oder bis auf zwei Decimalstellen; beim Schliessen der Brücke erfolgte dann immer noch ein kleiner Ausschlag nach der einen Seite, etwa nach derjenigen, welcher ein zu kleiner Maasswiderstand entspricht. Es wurde dann die letzte Ziffer dieses Maasswiderstandes durch Einschaltung im Widerstandskasten um die Einheit erhöht, so dass jetzt beim Schluss der Brücke ein Ausschlag nach der entgegengesetzten Seite erfolgte; seien diese beiden Ausschläge für den Fall, dass n -Elemente benutzt werden, gleich a_n und b_n ; falls diese Grössen klein sind (bei den Versuchen überschritten die zugehörigen Winkel nie den Werth von 15 Minuten) und falls Inductionerscheinungen jeder Art ausgeschlossen sind, wird man einen beliebigen beobachteten Ausschlag s_n durch Division mit $a_n + b_n$ auf einen Zusatz-, resp. Abzugswiderstand reduciren können, je nachdem man diesen Ausschlag bei ausgeschalteter oder eingeschalteter Einheit in der letzten Decimalstelle des Maasswiderstandes beobachtet. Auf diese Weise kann man sich noch zwei weitere Decimalstellen mit grosser Genauigkeit verschaffen; ich habe daher die Versuche folgendermaassen angestellt:

- 1) w angenähert bestimmt,
- 2) $s_1 s_2 \dots s_{n-1} s_n s_{n-1} \dots s_2 s_1$ beobachtet und daraus ein System gleichzeitiger Werthe von $s_1 \dots s_n$ abgeleitet,
- 3) $a_1 + b_1, a_2 + b_2 \dots a_n + b_n$ beobachtet,
- 4) Versuch 2 umgekehrt wiederholt:

$$s_n s_{n-1} \dots s_2 s_1 s_2 \dots s_{n-1} s_n.$$

Dies gibt wieder ein System gleichzeitiger Ausschlagswerthe. Aus diesen beiden endlich wurde wiederum das

Mittel genommen; dasselbe stellt dann ein mit den Bestimmungen 3 gleichzeitiges System dar und lässt sich durch diese exact auf ein System von Zusatz- resp. Abzugswiderständen zurückführen.

Der Strom blieb hier durchschnittlich nur eine einzige Secunde geschlossen; ein thermischer Einfluss konnte sich also kaum geltend machen (vergl. unten); dagegen machten die Extraströme bei dicken Drähten das Verfahren unmöglich; ich musste mich daher auf dünne beschränken.

6. Harter Eisendraht f_{10} . $l = 24300$, $d = 0,21$. 1 bis 3 Daniell'sche Elemente. (Vorversuch.)

$w = 103,9$ Ausschläge (nach links¹⁾):

$$s_1 = 0,0 \quad s_2 = 2,3 \quad s_3 = 4,7 \quad s_2 = 2,9 \quad s_1 = 1,2.$$

Also sind die gleichzeitigen Werthe:

$$s_1 = 0,6 \quad s_2 = 2,6 \quad s_3 = 4,7.$$

Nun fand sich:

$$a_1 + b_1 = 4,7 \quad a_2 + b_2 = 8,6 \quad a_3 + b_3 = 12,2.$$

Es ist also:

$$w_1 = 103,913 \quad w_2 = 103,930 \quad w_3 = 103,939,$$

also im Mittel $\frac{w_2 - w_1}{w_1} = \delta_{12} = 0,00017$, also in der That viel kleiner als auf p. 334 f.

In den folgenden Tabellen der Resultate der exacten Versuche gibt der in der ersten Columnne stehende Index die Anzahl der Daniell'schen Elemente an, die zweite Columnne gibt die Summe $a+b$ der nach rechts und links gerichteten Ausschläge für eine Einheit mehr oder weniger in der letzten bei dem angenäherten w angegebenen Decimale; s und s' sind die vor und nach der Bestimmung von $a+b$ gefundenen Mittelwerthe der Ausschläge; w und w' die entsprechenden wahren Widerstände; r bedeutet rechts, l links.

1) Nach links bedeutet stets nach derjenigen Seite, welcher ein zu geringer Maasswiderstand entspricht.

7. Draht f_{10} . 1 bis 6 Daniell's. $w=103,9$.

n	$a + b$	s	s'	w	w'	Mittel.
1	4,6	0,5 r	0,5 r	103,889	103,889	103,889
2	8,5	0,1	0,1	899	899	899
3	12,2	1,0 l	1,0 l	908	908	908
4	15,2	2,3	2,9	915	919	917
5	17,6	6,0	6,1	934	935	934
6	20,0	9,8	10,1	949	950	950

$$\frac{w_2 - w_1}{w_1} = \delta_{12} = 0,00010.$$

Von den Differenzen $w_n - w_{n-1}$ sind die ersten constant, nämlich resp. 10, 9 und 9; die beiden letzten dagegen sind grösser, nämlich 17 und 16; diese letzteren deuten auf thermische Einflüsse. Ueberhaupt sind diese leicht daran kenntlich, dass sie mit n wachsen, während der Einfluss, um den es sich hier handelt (wegen der allmählichen Sättigung des Drahtes) mit n abnehmen muss.

8. Geglühter Eisendraht f_{11} . $l = 43200$, $d = 0,205$. $w = 182,6$.

n	$a + b$	s	s'	w	w'	Mittel.	Differenz.
1	1,6	0,6 l	0,8 l	182,638	182,650	182,644	26
2	2,9	1,9	2,2	665	676	670	5
3	4,4	3,1	3,6	668	682	675	3
4	5,8	4,0	5,1	669	687	678	9
5	7,1	5,6	6,7	679	694	687	15
6	8,3	8,2	8,7	699	705	702	

Hier ist der Erwärmungseinfluss noch deutlicher vom Einfluss der Stromstärke zu unterscheiden. Was nun den letzteren betrifft, so ergibt derselbe:

$$\frac{w_4 - w_1}{w_1} = \delta_{14} = 0,00019.$$

Davon kommt auf: $\delta_{12} = 0,00014$. Bei dem harten Drahte f_{10} war die Abnahme der Grössen $w_2 - w_1$, $w_3 - w_2$ etc. eine viel langsamere. Jedenfalls geht dort der Einfluss der Stromstärke weit über $n = 4$ hinaus. Nun ist aber schon δ_{14} dort gleich 0,00028, dagegen $\delta_{12} = 0,00010$. Die Abhängigkeit des Widerstandes von der

Stromstärke ist also dort grösser als hier; dagegen ist hier δ_{12} grösser, d. h. die Abhängigkeit ist auf ein kleineres Gebiet concentrirt. Denkt man sich für beide Fälle Curven construirt, deren Abscissen die Stromstärken x , deren Ordinaten die Widerstände y darstellen, so werden zwar beide für wachsende x der horizontalen, geradlinigen Gestalt sich nähern, aber diese gerade Linie wird für den Fall harter Drähte eine grössere Ordinate besitzen und bei einer grösseren Abscisse beginnen. Vgl. Taf. III Fig. 8.

9. Wiederholung von 7. $w=102,4$.

n	$a + b$	s	s'	w	w'	Mittel.	Differenz.
1	3,4	2,0 <i>r</i>	2,9 <i>r</i>	102,341	102,315	102,328	
2	7,8	3,2	5,5	359	329	344	16
3	12,0	3,6	7,0	370	342	356	12
4	15,9	2,5	6,9	384	357	370	14
5	18,9	0,2	5,3	399	373	386	16
6	22,0	3,3 <i>l</i>	1,2	415	394	404	18

In allen qualitativen Verhältnissen stimmt diese Versuchsreihe mit 7 überein: die Differenzen nehmen sehr langsam ab, von $n=4$ ab infolge thermischer Einflüsse zu; nur die absoluten Werthe der Differenzen sind etwas grösser; es wird nämlich:

$$\delta_{12} = 0,00016.$$

Um die für hartes und weiches Eisen gezeichneten Curven auch für Stahl festzustellen, habe ich auch Versuche mit Drähten von federhartem Stahl angestellt. Dieselben haben jedoch im allgemeinen nicht Resultate von entsprechender Zuverlässigkeit ergeben. Nur soviel liess sich aus ihnen schliessen, dass die Ordinate der geraden horizontalen Linie, in welche die Widerstandscurve mit wachsender Stromstärke ausläuft, hier noch grösser ist als beim harten Eisen, und dass diese bei einer noch grösseren Abscisse ihren Anfang nimmt. Ich will wenigstens eine solche Versuchsreihe mittheilen.*

10. Stahldraht F_8 . $l = 3500$, $d = 0,43$. Annähernd $w = 3,53$, resp. $w = 3,54$ (für s und s').

n	$a + b$	s	s'	w	w'	Mittel.	Differenz.
1	8	3,7 <i>l</i>	5,8 <i>r</i>	3,5346	3,5328	3,5337	10
2	14	8,3	9,3	59	35	47	11
3	19	11,6	8,6	61	55	58	? 4
4	24	13,5	7,6	? 56	68	? 62	10
5	28	19,9	7,6	71	73	72	8
6	31	25,8	7,0	83	77	80	

Es ist also: $\delta_{12} = 0,00033$.

Die Gesamtänderung ist aber selbst bei $n = 6$ noch nicht abgeschlossen.

Die beiden letzten hier folgenden Tabellen beziehen sich auf Controlversuche mit Kupferdrähten; bei beiden stellte sich für δ_{12} ein sehr kleiner negativer Werth heraus; bei grösseren n machte sich dann der Einfluss der Erwärmung geltend.

11. Reiner Kupferdraht. $l = 18000$, $d = 0,41$. w (angenähert) = 4,32, resp. 4,31.

n	$a + b$	s	s'	w	w'	Mittel.	Differenz.
1	6,8	2,0 <i>r</i>	0,4 <i>l</i>	4,3171	4,3106	4,3138	-2
2	11,2	3,6	0,6	68	05	36	+2
3	15,0	4,7	1,0	69	07	38	0
4	19,7	6,1	1,3	69	07	38	1
5	24,0	7,0	1,6	71	07	39	1
6	27,8	7,7	2,1	72	08	40	

$\delta_{12} = - 0,00005$.

12. Plattirter Kupferdraht. $l = 15000$, $d = 0,12$. $w = 30,15$.

n	$a + b$	s	s'	w	w'	Mittel.	Differenz.
1	1,3	0,0	0,2 <i>l</i>	30,1500	30,1515	30,1507	-16
2	2,2	0,2 <i>r</i>	0,2 <i>r</i>	1491	1491	1491	+ 3
3	2,7	0,2	0,1	1493	1496	1494	+12
4	3,0	0,1 <i>l</i>	0,3 <i>l</i>	1503	1510	1506	26
5	3,2	0,9	1,1	1529	1534	1532	40
6	3,3	2,3	2,5	1569	1576	1572	

$\delta_{12} = - 0,00005$.

Ich habe gezeigt, dass, wenn die Stromstärke von $1D$ an steigt, auch der Widerstand steigt, und bei weichen Eisendrähten konnten wir diese Steigung bis zu ihrer Grenze verfolgen. Wie ändert sich nun aber der Widerstand, wenn wir die Stromstärke, von $1D$ ausgehend, fallen lassen? Dass dann auch w fällt, ist zweifellos, es sprechen aber ferner zwei Umstände dafür, dass es schnell fllt, wenigstens bei weichen Eisendrähten. Einmal nämlich sahen wir, dass die Grösse $w_{n+1} - w_n$ mit zunehmendem n abnimmt, also mit fallendem n wächst, und es ist kein Grund anzunehmen, dass die Curve bei dem willkürlichen Werthe $x = 1D$ ihr Gesetz verändere; sodann aber geben die Magnetisirungsversuche uns directen Aufschluss über die totale Widerstandsänderung mit der Circularmagnetisirung, also auch mit der Stromstärke; die negativen Werthe von δ waren aber dort ungleich grösser, als die positiven Werthe, welche sich hier für δ_{14} ergaben; dr Rest muss also auf die Grösse δ_{01} kommen. Ich habe verschiedene Methoden versucht, diese Grösse zu bestimmen, d. h. den Widerstand eines Eisendrahtes bei unendlich kleinem Strome mit dem bei endlicher Stromstärke zu vergleichen. Sie scheiterten vorläufig sämmtlich, theils an der Empfindlichkeitsgrenze der Galvanometer, theils an der nicht durchführbaren Vergleichung, selbst wenn die absolute Bestimmung von w_0 gelungen war. Ich beabsichtige jedoch diese Versuche fortzusetzen.

Die durchgeführten Betrachtungen eröffnen einen Einblick in eine interessante Analogie mit Betrachtungen der Dynamik und der Thermodynamik, welche ich kurz aussprechen will:

1) Der Elasticitätscoefficient ist das Verhältniss eines Druckzuwachses zur erzeugten Volumenverminderung. Gleichzeitig mit der letzteren erfolgt aber eine Temperaturerhöhung. Je nachdem die letztere durch irgendeine Kraft, z. B. durch Strahlung oder Leitung ausgeglichen

wird oder nicht, erhält man für den Elasticitätscoefficienten einen kleineren oder einen grösseren Werth.

2) Die specifische Wärme ist das Verhältniss einer Wärmemenge zur erzeugten Temperaturerhöhung. Gleichzeitig mit der letzteren erfolgt aber eine Ausdehnung. Je nachdem diese durch einen äusseren Druck ausgeglichen wird oder nicht, erhält man für die specifische Wärme einen kleineren oder einen grösseren Werth.

3) Der Widerstand eines Electricitätsleiters ist das Verhältniss einer electromotorischen Kraft zum erzeugten Strom. Aber, falls der Leiter magnetisch polarisierbar ist, erfolgt gleichzeitig eine Circularmagnetisirung. Je nachdem man dieselbe durch irgendeine äussere Kraft, z. B. durch Längsmagnetisirung, ausgleicht oder nicht, erhält man für den Widerstand einen kleineren oder einen grösseren Werth.

Wie der zweite Satz dem ersten reciprok ist, so lässt sich dem dritten ein vierter gegenüberstellen; doch gehört derselbe nicht hierher.

Auch das Gesetz von Joule, betreffend die Erwärmung des Schliessungskreises, kann für das Eisen nicht streng gültig sein, oder, exacter ausgedrückt, wenn man in die Joule'sche Formel:

$$W = \text{const. } i^2 w$$

für die entwickelte Wärme W und für den Widerstand w Werthe einsetzt, welche die Beobachtung direct geliefert hat, so muss man für die Constante einen je nach dem Werthe von i verschiedenen, im Vergleich mit anderen Metallen aber stets zu grossen Werth erhalten. Lenz hat die zu gleichen Wärmeentwickelungen bei verschiedenen Stromstärken, Widerständen und Metallen erforderlichen Zeiten beobachtet; in der That fand er für das Product ti^2w nahezu constante Zahlen. Ganz constant dürfen aber diese Zahlen nicht sein. Die theoretische Ableitung des Gesetzes setzt nämlich die absolute Constanz

der Grösse w während des betrachteten Vorgangs voraus; thatsächlich findet dieselbe nie statt, weil der Widerstand von der Temperatur abhängig ist. Constant bleibt nur die electromotorische Kraft E . Da nun jene Constante von Lenz in der Form:

$$\frac{t E^2}{w}$$

geschrieben werden kann, so folgt, dass jede Zunahme von w durch den Vorgang des Stromdurchganges selbst jene Constante verkleinern muss. In der That hat dies Robinson¹⁾ bestätigt, indem er zeigte, dass t mit wachsendem i abnimmt. Beim Eisen findet nun aber eine Zunahme von w , abgesehen von der Erwärmung, noch besonders durch die Magnetisirung statt. Bei gleichen Werthen von i muss daher die Constante beim Eisen kleiner ausfallen, und zwar, da der wahre, in Betracht zu ziehende Werth nicht:

$$\frac{t E^2}{w}, \text{ sondern } \frac{t E^2}{w_0}$$

ist, und da nach den Versuchen des §. 4 $\frac{w}{w_0}$ bis zu 1,03 ansteigt, kleiner bis zu 3 Proc. Ich habe im Eingange der Abhandlung die Durchschnittszahlen angegeben (p. 291), welche sich aus den Lenz'schen Versuchen ergeben. Die Differenzen derselben mögen am wahrscheinlichsten den Beobachtungsfehlern und der Ungenauigkeit der Methode zuzuschreiben sein. Versucht man jedoch die oben angestellten Betrachtungen mit der Lenz'schen Zahl für das Eisen in Einklang zu bringen, so gelingt dies vollständig. Denn in der That ist die Zahl für das Eisen die kleinste und zwar ist sie um etwa 3 Proc. kleiner als der Mittelwerth aus den drei andern Zahlen.

Die frühere Ansicht, dass der Temperaturcoefficient α des Widerstandes metallischer Leiter für alle reinen Metalle derselbe sein möchte, hat die Erfahrung nicht bestätigt. Die Abweichungen von dem mittleren Werthe 0,0037 sind

1) Trans. Irish. Acad. Vol. 22. (1) p. 3.

mitunter sehr beträchtliche. Auch müssen verschiedene Grössen einen Einfluss auf den Werth von α haben, z. B. die specifische Wärme, und ebenso auch der specifische Magnetismus. Da nach G. Wiedemann¹⁾ die Magnetisirbarkeit mit der Temperatur zunimmt, und da, wie gezeigt wurde, der Widerstand mit der Magnetisirung durch den Strom zunimmt, so muss der Widerstand des Eisens mit der Temperatur schneller zunehmen als bei andern Metallen. Der Werth von α ist nach meinen Angaben im Mittel etwa:

$$\alpha = 0,0045.$$

Dieser Werth ist in der That grösser als der Mittelwerth für die übrigen Metalle, für welche (mit wenigen Ausnahmen) α zwischen 0,0036 und 0,0038 liegt. In der Vermuthung, dass ein Theil dieser Differenz durch den starken Magnetismus des Eisens zu erklären sei, wird man bestärkt, wenn man beachtet, dass (mit Ausnahme des Platins) dem Wismuth, dem stärksten diamagnetischen Metalle, der kleinste Werth von α zukommt, nämlich:

$$\alpha = 0,0035$$

Ich habe hier nur einige Punkte herausgegriffen, welche eine Beziehung zu der behandelten Frage am unmittelbarsten hervortreten lassen. Der mit den betreffenden Theorien vertraute Leser wird auch auf andern Gebieten, z. B. bei den schönen Untersuchungen von G. Wiedemann über den Zusammenhang zwischen galvanischen Strömen, Torsion und Magnetismus, vielfach Punkte finden, welche einen Zusammenhang mit den obigen Auseinandersetzungen erkennen lassen.

Bei der Ausführung meiner Versuche im Laboratorium hiesiger Universität wurde ich durch die entgegenkommende Unterstützung des Hrn. Prof. Meyer sehr gefördert, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen Dank ausspreche.

Breslau, 25. Juni 1878.

1) Pogg. Ann. CXXII. p. 346. Galvanismus (2.) II. (1). p. 604.

II. *Magnetische Experimentaluntersuchungen;* *von Carl Fromme.*

(Der königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen theilweise mitgetheilt am 4. August 1877.)

Dritte Abhandlung.

Bei der Magnetisirung durch den galvanischen Strom ist von einigen Beobachtern das Verfahren eingeschlagen worden, welches auch ich bis dahin befolgt habe: den zu magnetisirenden Stab erst dann in die Magnetisirungsspirale zu bringen, nachdem der Strom bereits geschlossen war und ihn aus dieser wieder zu entfernen, ehe der Strom geöffnet wurde. Auch G. Wiedemann hat sich bei seinen zahlreichen Untersuchungen dieses Verfahrens bedient und dasselbe damit gerechtfertigt, dass, falls der Stab während des Stromschlusses oder der Oeffnung in der Spirale verweilte, die Resultate durch die Wirkung inducirter Ströme complicirt werden könnten.

Andere haben es vorgezogen, die Stäbe vom ersten Beginn bis zur Oeffnung des Stromes seiner Wirkung auszusetzen. Dahin gehören beispielsweise die Versuche von Hrn. Ruths¹⁾, welcher glaubte, dass durch das Herausziehen des Stabes aus der vom constanten Strome durchflossenen Spirale die im homogenen Felde erhaltene Vertheilung des Magnetismus geändert werden würde, und darum von dem erstgenannten Verfahren durchaus absehen zu müssen meinte.

Auch Hr. Holz²⁾ entfernte seine Ellipsoide während der ganzen Dauer einer Versuchsreihe nicht aus der Spirale, bediente sich aber weiter noch einer Vorrichtung, deren besonders complicirende Wirkungen nachher Gegenstand mehr eingehender Besprechung sein sollen.

Schliesslich gehören hierher alle Untersuchungen, bei denen die magnetischen Momente durch die bei Strom-

1) Ueber den Magnetismus weicher Eisencylinder. Dortmund 1876.

2) Pogg. Ann. Ergbd. VIII. p. 353.

schluss und Stromöffnung oder Stromumkehrung in einer secundären Spirale inducirten Ströme bestimmt wurden.

Versuche, die ich selbst vor zwei Jahren mit zwei gleichen Stahlstäben anstellte, ob ein merkbarer Unterschied in den nach beiden Methoden gewonnenen Resultaten bestände, ergaben einen solchen nicht.

Einige Zeit später jedoch wurde ich durch die unter IV Tab. 23 zu beschreibenden Erscheinungen an eine mögliche Verschiedenheit in den Resultaten beider Methoden erinnert, welche bei weiterer Verfolgung immer deutlicher hervortrat. Bereits im Jahre 1863 hat schon v. Waltenhofen¹⁾ bemerkt, dass in jedem Fall ein kleineres permanentes Moment erhalten wird, wenn man die magnetisierende Kraft plötzlich auf Null reducirt, ja dass in gewissen Fällen das permanente Moment ein dem temporären entgegengesetztes Vorzeichen aufweisen kann. (Anomale Magnetisirung.) Hieran sind sofort weitgehende Speculationen geknüpft worden, nach denen hierdurch die Hypothese der drehbaren Molecularmagnete eine der Gewissheit nahe kommende Wahrscheinlichkeit erhielte.

Von anderer Seite²⁾ hat man freilich auf die Möglichkeit einer vorwaltenden Wirkung secundärer, nicht im Wesen des Magnetismus begründeter Ursachen aufmerksam gemacht. Ich habe es indess doch für nöthig gehalten, die einmal begonnene Untersuchung fortzusetzen, zugleich zu dem Zweck, um über die Vergleichbarkeit der nach beiden Methoden von den verschiedenen Beobachtern erhaltenen Resultate ein Urtheil zu gewinnen. Dabei hat sich jedoch mehr und mehr die Meinung in mir befestigt, dass die Ursachen der beobachteten Erscheinungen nicht oder doch nur zum geringsten Theil secundärer Natur sind, sondern aus dem Wesen des Magnetismus selbst hergeleitet werden müssen.

Die angewendeten Apparate sind dieselben wie die in der 2. Abhandlung benutzten. Schluss und Unter-

1) Pogg. Ann. CXX. p. 650.

2) Wiedemann, Galvanismus. (2.) II, 1. §. 316.

brechung des Stromes geschah an Quecksilber, nur bei einigen besonders bezeichneten Versuchen mittelst eines kupfernen Federcontacts. Das Eintauchen des Leitungsdrahtes in das Quecksilbernäpfchen und das Ausziehen aus demselben wurde immer sehr schnell ausgeführt; das Gegentheil ist besonders bemerkt. Ausser der früher benutzten, auf ein geschlossenes Messingrohr gewundenen Spirale bediente ich mich noch einer zweiten auf ein Papprohr aufgewickelten. Die Dimensionen waren:

1. Spirale (Sp_R) Länge = 420 mm. Aeusserer Durchmesser des Rohrs = 8,7 mm, Dicke desselben = 1,0 mm. Zahl der Windungen = 1382, 2,6 mm, (mit Umspinnung, ohne dieselbe 2,0 mm) dicken Drahtes.

2. Spirale (Sp). Länge = 500 mm. Aeusserer Durchmesser des Papprohrs = 25,0 mm. Zahl der Windungen = 1859 in 5 Lagen 1,92 mm dicken (mit Umspinnung) und in 3 Lagen 1,75 mm dicken Drahtes. Es befanden sich immer sämtliche 8 Windungslagen in der Stromleitung.

Als Stromquelle sind 2 Bunsen'sche Elemente von der grössten Constanz benutzt. Tangentenbussole, Rheostat und Entfernungen der Scalen wie in Abh. II.

Die Abkürzungen sind dieselben wie in Abh. II.¹⁾ Ein *GM* oder *PM* angehängtes *a* bedeutet, dass der Stab ausgezogen war, d. h. bei Stromschluss oder Oeffnung sich nicht in der Spirale befand. Ein angehängtes *f* dagegen soll anzeigen, dass er fest in der Spirale lag, während der Strom geschlossen oder geöffnet wurde. *f + R* bedeutet, dass sich der Stab im Augenblicke der Stromschliessung oder -Oeffnung in der Spirale befand und mit einer geschlossenen metallischen Röhre umgeben war.

Material. 1. Weiche Eisen- und Stahlstäbe von cylindrischer Form und an den Enden ellipsoidisch zugespitzt, 1,5–7 mm dick und 70–150 mm lang.

1) Statt der Bezeichnung „Remanenter“ Magnetismus (*RM*) ist hier nach dem Vorgange von G. Wiedemann (Galv. (2.) II. p. 446) „Permanenter“ Magnetismus (*PM*) gebraucht.

2. Bündel von dünnem Eisen- und Stahldrath von 150 mm Länge. Die Drahtdicke beträgt 0,5—1,2 mm.

Die Magnetisirung derselben geschah stets nur in einer einzigen Richtung.

Alle Angaben beziehen sich auf die Wirkung des Sättigungsimpulses, und zwar ist die Sättigung, wo nicht das Gegentheil bemerkt ist, durch Magnetisirung bei aus-gezogenem Stabe erreicht. Ausser in den besonders be-zeichneten Fällen wurde niemals eine grössere Kraft vor einer kleineren angewandt. Nachdem die Wirkung einer Kraft p , bei welcher der Stab fest lag, auf ein (durch p , resp. eine grössere Kraft P erzeugtes) PM_a untersucht war, wurde stets erst wieder PM_a hergestellt, ehe man eine andere Kraft p' wirken liess.

I.

Tabelle 1. Eisenstab. $L = 149$ mm. $D = 4,5$ mm. $A = 7,74$. $E = 306$. Spirale II. Die bei einigen Versuchen den Stab umhüllende Messingröhre war 138 mm lang, hatte einen äusse-ren Durchmesser von 8 mm und eine Wanddicke $= 0,4$ mm.

W	i_{sc}	TM_{fsc}	$TM_f - TM_a$	$GM_f - GM_a$ (beides nach PM_a)	$GM_{f+E} - GM_a$ (beides nach PM_a)	GM_f (nach PM_a) $- GM_f$ (nach PM_f)	PM_a	$PM_a - PM_f$ (nach PM_a)	$PM_a - PM_{f+E}$	Nach Magneti- sirung mit $W = 0$. $PM_a = 89$.	
50	30	74,5	3,0	—	0	—	16	2,2	—	76 (71) ¹⁾	10
30	46	123,5	6,5	1,8	0	—	26	5,8	—	126 (119)	14
20	64	187	17	3,5	0	0,5	38	13,5	2,5	184 (174)	19
12	94	295	27	8,5	2,0	4,0	55	23,5	8,5	292 (277)	22
8	121	403	34	11,0	3,0	5,2	63	30,5	12,5	—	—
4,5	165	572	32	13,0	5,0	8,2	74	33,5	17	—	—
2	217	778	34	17,0	10,0	10,7	82	31,5	19	—	—
0	—	—	—	—	—	—	89	30,5	18	—	—

1) Die in Klammern gesetzten Zahlen sind die entsprechenden, in der aufsteigenden Reihe der Kräfte gefundenen.

W	$\frac{TM_f - TM_a}{TM_a} \cdot 100$	$\frac{GM_f - GM_a}{GM_a} \cdot 100$	$\frac{PM_a - PM_f}{TM_a} \cdot 100$	$PM_{f+R} - PM_f$	$GM_f - GM_{f+R}$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	$\frac{PM_a}{i}$	$\frac{TM_a}{i}$	$\frac{PM_a - PM_{f+R}}{PM_a} \cdot 100$
50	4,2	1,5	3,1	2,2	—	13,7	0,533	2,383	—
30	5,6	2,1	5,0	5,8	1,8	22,3	0,565	2,543	—
20	10,0	3,2	8,0	11,0	3,5	35,5	0,594	2,656	6,6
12	10,1	3,0	8,8	15,0	6,5	42,7	0,585	2,851	15,4
8	9,2	2,4	8,8	18,0	8,0	48,4	0,520	3,050	20,0
4,5	nimmt ab	2,3	nimmt ab	16,5	8,0	45,3	0,448	3,273	23,0
2	—	—	—	12,5	7,0	38,4	—	3,490	23,2
0	—	—	—	12,5	—	34,3	—	—	20,2

Tabelle 2. Derselbe Stab, aber durch Spirale I magnetisirt.

	W	i_{sc}	TM_a	PM_a	$\frac{GM_f - GM_a}{GM_f}$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_f}$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
$E = 357$	25	64	104,0	20,9	1,25	0	0,0
	15	101	181,4	33,0	3,0	1,32	4,0
	10	139	273,1	40,5	5,82	4,17	10,4
	7	183	378,6	45,6	7,6	6,2	13,8
	5	230	494,6	51,0	9,07	7,67	15,0
$E = 461$	3,5	288	293,4	26,7	4,05	4,7	17,6
	2,5	344	350,8	28,5	3,2	5,15	18,1
	1,5	431	428,1	29,7	0,67	5,75	19,4
	0,6	—	505,1	31,8	0,45	6,62	20,8
$E = 512$	0	—	404,0	31,0	0,05	4,75	20,0

Tabelle 3. Eisenstab. $L=149$. $D=4,5$. $\Delta=7,63$. $E=306$.
Spirale II. Das Messingrohr (R) das nämliche wie in
Tabelle 1.

W	TM_a	$TM_f - TM_a$	$GM_f - GM_a$	$GM_{f+R} - GM_a$	PM_a	$PM_a - PM_f$	$PM_a - PM_{f+R}$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
30	151,9	17,6	4,1	-0,6	30,5	13,5	4,3	44,3
20	219,1	24,9	7,9	+2,4	38,0	17,0	5,5	44,7
5	599,1	43,4	15,1	+7,6	59,3	28,3	16,3	47,7
0	—	—	—	—	70,5	29,2	20,3	41,4

Tabelle 4. Derselbe Stab, aber durch Spirale I
magnetisirt.

$W = 15$	10	7	5	3	2	1
$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100: 10,3$	20,5	24,2	23,7	29,9	32,3	28,3

Tabelle 5. Eisenstab. $L=199$. $D=3,4$. $\Delta=7,68$.
Spirale I.

	W	i_{sc}	TM_a	PM_a	$PM_a - PM_f$	$GM_f - GM_a$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
$E=357$	40	42,5	88,4	31	-1,55	-0,40	
	25	65,0	160,6	55	-3,0	+0,65	
	15	101	301,3	75	-0,05	+0,30	
	10	130	457,3	87	+3,47	+0,37	
$E=461$	7	184	283,1	49	+1,85	+0,57	
	5	231	336,3	54	+3,0	+0,55	
	3,5	289	377,7	56	+4,0	-0,20	
	2,5	345	404,1	57	+4,45	+0,07	
	1,2	467	444,7	59	+3,47	-0,45	
	0	—	486,7	61	+3,82	-0,80	

Der grösste Werth liegt
zwischen 7 und 8.

Stab in zwei Stücke geschnitten.

a) 149 mm langes Stück.

	W	i_{sc}	TM_a	PM_a	$PM_a - PM_f$	$GM_f - GM_a$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
$E = 357$	25	64,5	87,2	23,5	-0,87	+0,12	negat.
	15	99,2	155,9	33,0	+0,57	+0,87	1,7
	10	127,8	234,7	41	+1,57	+1,05	4,0
	7	181,0	319,0	48	+5,32	+1,17	10,6
	5	229,0	407,1	51	+6,95	+1,37	13,0
$E = 409$	3	310	358,3	38	+4,92	+0,42	13,0
	1,5	425	429,5	40	+5,15	0,0	12,6
	0	—	501,1	42	+5,90	+0,30	14,0

b) 50 mm langes Stück.

$E = 254$	10	127	41,7	3,0	+0,90	+0,05	27
	7	180	55,9	4,0	+0,90	0,0	22
	4	260	83,6	5,0	+2,02	+0,27	34
	2	373	122,2	5,5	+2,15	+0,57	43
	0	—	222,6	7,0	+2,90	+0,50	41

Tabelle 6. Stahlstab. $L = 149$. $D = 4,8$. $A = 7,83$.
Spirale I.

	W	i_{sc}	TM_a	PM_a	$PM_a - PM_f$	$GM_f - GM_a$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
2 Bunsen $E = 254$	40	46	105,7	88,0	-0,2	-0,1	neg.
	25	70	168,5	106,1	-0,9	-0,1	neg.
	12	129	352,4	188,5	-0,97	+0,22	neg.
$E = 357$	7	194	220,0	107,0	-0,4	+0,42	neg.
	4	299	361,2	142,0	+0,52	+0,47	0,37
	2	389	558,5	168,9	+4,17	+0,42	2,5
$E = 460$	1	492	336,4	88,0	+3,82	+0,35	4,3
	0	671	428,6	96,0	+6,67	+0,27	7,0
4 Bunsen	2	—	465,7	99,5	+6,55	0,0	6,6
	1	—	520,9	104,0	+7,32	+0,15	7,0
	0	—	584,0	107,0	+8,37	—	7,8

Tabelle 7. Derselbe Stab, aber in Spirale II. Das Messingrohr das nämliche wie in Tab. I.

	W	i_{sc}	TM_a	TM_f+2	PM_a	$PM_a - PM_f$	$PM_a - PM_f \cdot 100$	$GM_f - GM_a$	PM	TM	Nach Magnetis. mit $W=0$; PM_a - PM_f u. TM_a (mit Nachw.)
$E=305$	15	84	90,8	90,5	127,2	0,9	—	0	1,51	1,08	
	11	104	115,3	113,7	147,0	0,5	—	-0,2	1,41	1,11	5,1 (113)
	8	127	144,5	143,8	173,0	1,5	0,87	+0,5	1,36	1,14	7,0 (147)
	5	163	195,5	195,7	216,5	3,8	1,76	0	1,33	1,20	7,6 (200)
	3	200	257,8	258,4	261,2	7,2	2,76	+1,1	—	1,29	11,0 (266)
	1,5	242	345,5	345,7	308,5	12,0	3,90	+1,6	—	1,43	13,0 (353)
	0	—	471,2	—	359,8	20,0	5,56	+0,5	—	—	—

Tabelle 8. 3 Eisenstäbe, aus dem gleichen Stück geschnitten, von gleicher Dicke. $D=5,25$. L u. A : I. 151,3. 7,688. II. 113,4. 7,682. III. 77,2. 7,691. Spirale I.

W	I.					II.					III.				
	TM_a	PM_a	$GM_f - GM_a$	$GM_f - GM_a$ ¹⁾ nach Magnetisierung bei $W=0$	$PM_a - PM_f \cdot 100$	W	TM_a	PM_a	$GM_f - GM_a$	$PM_a - PM_f \cdot 100$	W	TM_a	PM_a	$GM_f - GM_a$	$PM_a - PM_f \cdot 100$
$E=357$						$E=305$									
						40	66,8	5,0	0,9	1,4					
35	90,3	9,0	0,9	—	7,0	30	89,0	6,0	1,1	10,0					
22	145	18	2,5	1,0	8,6	20	131	10	2,0	14,2					
15	212	26	3,9	2,7	17,0	15	171	14	3,2	18,7	$E=254$				
10	311	33	5,4	5,9	22,2	10	246	18	4,7	26,4	20	93,0	4,0	1,3	20,0
6	481	42	8,4	7,1	26,0	6	375	25	6,3	35,8	14	127	6,0	1,9	32,2
$E=460$						3	600	31	7,6	39,2	9	186	8,0	3,0	40,2
3,5	332	21	4,9	4,4	28,6	$E=409$					5	283	12	4,4	49,0
1,5	503	26	4,7	7,0	27,0	1,5	352	13	1,4	52,0	2	489	17	5,6	59,0
0	729	29	1,9	—	25,0	0	559	15	3,5	45,0	0,5	742	20	5,2	58,0

1) Die Versuche sind einige Tage später angestellt.

Tabelle 9. Dieselben Stäbe, aber in Spirale II.

R: s. Tab. 1.

I.

	<i>W</i>	<i>TM_a</i>	<i>TM_f - TM_a</i>	<i>GM_f - GM_a</i>	<i>GM_{f+R} - GM_a</i>	<i>GM_f - GM_{f+R}</i>	<i>PM_a</i>	<i>PM_a - PM_f</i>	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	<i>PM_a - PM_{f+R}</i>	<i>PM_{f+R} - PM_f</i>
<i>E</i> = 357	20	143,5	14,0	3,2	0,4	2,8	23,8	10,8	45,4	3,1	7,7
	10	247,8	26,2	6,0	1,5	4,5	36,7	20,2	55,0	9,7	11,5
	5	380,7	35,6	9,8	4,0	5,8	45,3	25,8	57,0	12,8	13,0
	2	552,2	37,1	9,6	5,8	3,8	51,0	27,5	54,0	15,5	12,0
	0	766,0	36,5	9,0	5,5	3,5	57,5	27,5	48,0	16,5	11,0

II. $E = 305.$							III. $E = 254.$						
W	TM_a	$TM_f - TM_a$	$GM_f - GM_a$	PM_a	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	TM_a	$TM_f - TM_a$	$GM_f - GM_a$	PM_a	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	
20	114,1	11,4	0,9	13,3	10,5	79,0	82,5	4,2	0	6,0	4,2	70,0	
10	189,8	19,2	5,2	21,5	14,0	65,1	137,0	9,7	3,2	6,5	6,5	100,0	
5	285,2	23,8	7,3	27,0	16,5	60,0	199,0	13,0	3,2	12,0	9,8	81,7	
2	404,5	28,0	8,5	32,3	19,5	60,4	280,0	17,7	4,0	16,5	13,7	89,0	
0	553,8	31,7	7,5	38,7	24,2	62,5	383,0	21,3	6,8	19,0	15,0	80,0	

Nach Magnetisirung bei *W* = 0:

(Die in Klammern gesetzten Zahlen sind die entsprechenden aus der aufsteigenden Reihe der Kräfte.)

	<i>W</i>	<i>TM_a</i>	<i>TM_f - TM_a</i>	<i>GM_f - GM_a</i>	<i>PM_a - PM_f</i>
		(mit Nachw.)			
I.	20	145,5	18,0 (14,0)	2,5 (3,2)	15,5 (10,8)
II.	—	111,5	13,3 (11,4)	0,8 (0,9)	12,5 (10,5)
III.	—	132,3	10,9 (9,7)	2,2 (3,2)	8,7 (6,5)

Tabelle 10. Bündel von 28 Eisendrähten, wovon jeder 150 mm lang und 0,8 mm dick.

a) Sp. II. $E = 254$.

W	i_{sc}	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	PM_a	TM_a
30	51	0,34	0,44	2784	1917
20	71	2,60	2,5	2789	2379
12	103	9,52	7,0	2403	2812
8	133	17,63	11,8	2067	3088
5	171	26,47	16,0	1790	3289
3	211	32,70	18,4	1562	3373
1,5	256	37,17	19,8	1360	3328
0	328	39,92	20,3	1116	3145

b) Sp. I.

W	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
$E = 305$	15 -2,5 -3,0	
	12 -3,4 -3,6	
$E = 357$	7 -1,8 -2,4	
$E = 406$	5 +0,8 +1,5	
$E = 460$	3 +0,2 +0,5	

c) Sp. I.

W	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
$E = 305$	20 -1,7 -2,7	
	14 -2,4 -3,2	
	9 -3,7 -4,1	
	5 -0,7 -0,7	
	2 +2,3 +1,9	
	0 +3,2 +2,5	

d) Sp. II.

	W	i_{sc}	TM_a	$GM_f - GM_a$	PM_a	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$
$E = 254$	50	31,6	137,8	+0,8	40,4	1,75	4,40
	30	49,4	240,1	+0,6	76,3	0,57	0,75
	20	69,1	372,0	-0,1	105	2,17	2,07
$E = 357$	12	100,2	226,1	+0,4	51,0	4,7	9,22
	8	130,5	314,1	+0,1	56,7	7,0	12,28
	5	166,9	422,0	-0,1	62,6	9,6	15,41
	3	207,2	594	—	68,0	12,3	18,16
	1,5	251,4	—	—	70,4	13,9	19,77
$E = 406$	2,7	314,6	—	—	49,5	10,4	20,95
3 Bunsen	1,2	384,0	—	—	51,0	10,9	20,13

e) Sp. II. $E = 254$. PM_a ist erzeugt durch 2 B. $W = 0$ und $= 197^{sc}$.Es wird dieses PM_a reducirt durch:

$W = 70$	um	$11,4^{sc}$
50	„	18,1
30	„	6,3
20	„	28,6
12	„	38,6
8	„	46,5
5	„	51,7
3	„	52,3
1,5	„	47,8
0	„	46,5

Tabelle 11. Bündel von 17 Eisendrähten, wovon jeder 150 mm lang und 1,2 mm dick. Sp. II. Röhre von Messing, 138 mm lang, äusserer Durchmesser = 10 mm, Wanddicke = 0,4 mm.

	W	TM_a	PM_a	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	$PM_a - PM_{f+B}$	Nach. $W=0$	
							TM_a (mit N.)	$PM_a - PM_f$
$E = 305$	50	91	17	3,3	8,0	-0,7	76	19,4
	30	153	32	2,1	6,6	-2,1	146	11,5
	20	224	55	6,4	11,6	-2,6	210	14,7
	12	359	79	15,2	19,2	-2,5	358	33,3
	8	500	90	18,6	20,7	-4,7	528	38,1
$E = 406$	5	297	43	10,7	25,0	-2,0	310	19,6
	3	380	49	14,5	30,0	0,0	400	19,8
	1,5	469	56	14,4	25,7	+0,5	490	20,6
	0	608	62	18,2	30,0	+1,5	609	17,1

Die magnetisirende Kraft der Röhre $[PM_{f+B} - PM_f]$ findet sich zu:

4,0 4,2 9,0 17,7 23,3 | 12,7 14,5 13,9 16,7.

Ein Unterschied zwischen GM_a und GM_f konnte nicht constatirt werden. Das Maximum von $\frac{PM}{i}$ liegt zwischen $W=20$ und $W=12$, das von $\frac{TM}{i}$ bei $W=0$.

Bei einer Wiederholung der in den beiden letzten Reihen der Tabelle enthaltenen Beobachtungen fanden sich folgende Werthe der Reduction des durch $W=0$ erzeugten $PM_a = 87^{sc}$.

$E = 357.$												
$W = 100$	70	50	30	20	15	12	8	5	3	1,5	0	
$PM_a = 3,0$	6,0	9,7	6,0	10,4	11,8	16,1	21,3	27,1	30,1	28,3	26,0	
$-PM_f$												
$TM_a = 27$	38	53	90	134	178	222	317	443	575	703	—	

Eine zweite Wiederholung, in der Entfernung $E=254$, wo PM_a ($W=0$) = 197, gab:

W	$PM_a - PM_f$	W	$PM_a - PM_f$	W	$PM_a - PM_f$
300	1,0	50	16,5	25	11,4
200	2,1	44	19,9	20	13,8
100	6,5	42	23,7	18	20,5
90	9,0	40	24,7	14	30,5
84	13,4	38	4,0	12	34,0
70	13,0	35	6,3	8	49,5
60	14,4	30	6,2	3	53,0
				0	45,5

Tabelle 12. Bündel aus 16 Stahldrähten, jeder 150 mm lang und 1,05 mm dick. Sp. II. $E=254$.

W	PM_a	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	W	PM_a	$PM_a - PM_f$	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	Nach. $W=0$. PM_a $- PM_f$
100	5	Null.	—	8	233	0	0	0
70	8	—	—	5	320	2,6	0,8	4,4
50	15	—	—	3	400	3,27	0,82	12,2
30	38	—	—	1,5	466	7,75	1,66	20,4
20	76	—	—	0	533	19,65	3,70	20,5
12	160	—	—					

Sowohl $W=0$ und 1,5, als auch $W=0,5$, 1 und 2 geben nicht merklich verschiedene Werthe der Reduction des durch $W=0$ erzeugten PM_a .

Tabelle 13. Bündel aus 40 Eisendrähten, ein jeder 150 mm lang und 0,5 mm dick.

Während bei den vorher angeführten Drahtbündeln die Isolirung der einzelnen Drähte voneinander nur durch die Oxydoxydulschicht bewirkt wurde, ist bei diesem ein jeder Draht noch besonders mit einer Schellackschicht überzogen. Die Drähte befanden sich in einer 160 mm langen, fest anschliessenden Glasröhre.

W	i_{sc}	PM_a	$PM_a - PM_f$	$PM_a - PM_f \cdot \frac{100}{PM_a}$	$\frac{PM_a}{i}$	Nach Magnetisirung bei $W = 0$. (Am folgenden Tage beobachtet.)				
						J_1 2)	Mittel.	J_{2-4}	Mittel.	J_n
100	15	37	0,92	2,5	2,47	-18,8 -19,5	-19,15	-20,0 -16,5	-18,25	-37,4
70	21	51	3,17	6,2	2,37	-26,2 -31,0	-28,60	-25,5 -23,5	-24,5	-53,1
50	29	78	0,92	1,2	2,69	-1,5 -3,0 -31,5	-12,0	-7,5 -38,0 + 4,8	-13,8	-25,6
40	35	105	1,78	1,7	3,00	-1,0 + 4,5	+1,75	-7,0 -8,5	-7,75	-6,0
30	45	148	2,92	2,0	3,29	0,0 -4,5	-2,2	-6,0 -45,5	-25,75	-28,0
20	62	222	10,27	4,6	3,58	-19,8 -19,0	-19,4	-5,2 -4,4	-4,8	-24,2
12	90	301	32,50	10,8	3,34	-56,0 -56,8	-56,4	-8,8 -6,7	-7,75	-64,1
8	117	338	46,35	13,7	2,90	-69,5 -68,0	-68,7	-2,0 -2,0	-2,0	-70,7
5	149	370	63,50	17,2	2,50	-74,5 -76,5	-75,5	+7,0 +9,5	+8,2	-67,2
3	184	386	73,65	19,1	2,10	-75,5 -76,5	-76,0	+5,5 +8,5	+7,0	-69,0
1,5	219	401	77,50	19,3	1,83	-80,0 -76,5	-78,2	+13,0 +10,5	+11,7	-66,5
0	283	409	85,25 ¹⁾	20,8	1,45	-73,5 -74,5	-74,0	+4,5 +6,5	+5,5	-68,5

Tabelle 14. Eisenstab. S. Tab. 1. Magnetisirt bei $W=0$, darauf wirken kleinere Kräfte auf den festliegenden Stab und reduciren PM_a ($W=0$) um Grössen: J_1 , J_2 und J_{1+2} , wo J_1 die Wirkung des 1., J_2 die des 2., J_{1+2} die des 1. und 2. Impulses zusammengenommen.

1) 85,25 bildet nicht das Mittel aus zwei oder mehreren Beobachtungen, wie alle vorhergehenden Zahlen der Tabelle.

2) J_1 bezeichnet die Wirkung des 1. Impulses der kleineren Kraft auf PM_a ($W=0$), J_{2-4} die Gesamtwirkung des 2., 3. und 4. Impulses, J_n die Wirkung aller 4 Impulse zusammengenommen.

W	J_1	J_2	J_{1+2}	W	J_1	J_2	J_{1+2}
120	- 4,2	-1,3	- 5,5	8	-35,5	-0,3	-35,8
80	- 8,0	-2,7	-10,7	5	-36,5	+0,7	-35,8
50	-13,4	-2,8	-16,2	3	-37,6	+2,1	-35,5
35	-16,5	-2,5	-19,0	2	-38,2	+1,2	-37,0
20	-23,8	-3,0	-26,8	1	-40,0	+0,8	-39,2
12	-30,5	-2,0	-32,5	0	-41,2	+2,0	-39,2

Tabelle 15. Eisendrahtbündel, genau ebenso beschaffen, wie das in Tab. 11. Magnetisirt (ausgezogen) bei $W=0$, darauf (festliegend) kleineren Kräften unterworfen, welche PM_a ($W=0$) reduciren.

W	J_1	J_2	J_{1+2}	W	J_1	J_2	J_{1+2}
0	-53,5 -59,1	+3,0	-53,3	8	-53,0 -54,5	-11,9 -10,5	-64,9
1	-55,8	—	—	12	-32,5	-13,3	-45,8
1,5	-59,5	+4,0	-55,5	20	-22,7	- 5,3	-28,0
2	-61,5	—	—	30	-17,9	- 2,1	-20,0
3	-60,3 -66,0	+4,3	-58,8	50	- 7,5 - 8,7	- 4,1 - 2,7	-11,5
5	-67,3 -69,3	+1,0 +3,3	-66,2	70	-14,3 -14,0	- 6,7 - 6,0	-20,4
6,5	-68,0 -66,2	-4,7	-71,8	100	- 8,0	- 0,5	- 8,5

Tabelle 16. Eisenstab. $L=130$ mm. $D=5$ mm. $\Delta=7,73$.
 $E=254$.

		Nach Magnetisirung bei $W=0$
$W=15$.	$TM_a = 290,9$	292,2 (mit Nachw.)
	$TM_f - TM_a = 30,6$	33,6
	$GM_f - GM_a = 13,8$	6,4
	$PM_a - PM_f = 16,4$	27,2

II. Folgerungen aus den Tab. 1—16.

Die beiden Verfahren, welche sich bei der Magnetisirung durch den galvanischen Strom darbieten, charak-

terisiren sich zunächst bei jedem Material durch zum Theil auffällige Unterschiede in der Grösse der inducirten Magnetismen. Wenn wir vorläufig von der Complication absehen, welche die Resultate durch die Anwesenheit einer geschlossenen metallischen Röhre in der Magnetisirungsspirale erhalten, so finden wir durchaus $TM_f > TM_a$. Der verschwindende Magnetismus TM ist aber $= GM - PM$, es kann also der Unterschied der TM entweder durch einen Unterschied zugleich der GM und der PM , oder durch einen solchen nur einer der beiden Grössen herbeigeführt sein.

Das Erstere zeigt sich bei weichem Eisen, wenn die Dicke (das Verhältniss der Dicke zur Länge) nicht unter einen gewissen kleinsten Werth herabgeht. Dann ist $GM_f > GM_a$ und $PM_f < PM_a$, so dass durch den summirenden Einfluss von GM und PM $TM_f > TM_a$ wird. [Tab. 1, 3, 9.]

Sinkt jedoch das Dimensionsverhältniss der Eisenstäbe unter eine gewisse untere Grenze, so ist GM_f nicht merkbar verschieden von GM_a und es bleibt nur $PM_a > PM_f$, also $TM_f > TM_a$. [Tab. 5, 10, 11.]

Stahlstäbe dagegen haben selbst bei einer Dicke von 7 mm (Länge = 148 mm) keinen bemerkenswerthen Unterschied der GM , sondern nur den der PM gezeigt.

Wenn wir also innerhalb der hier eingehaltenen Grenzen: $L = 70$ mm Minimum und $D = 7$ mm Maximum zwischen Eisenstäben einerseits und massiven Stahlstäben andererseits bezüglich ihres Verhaltens bei beiden Methoden unterscheiden wollen, so zeigt sich ein Unterschied am auffälligsten bei der Beobachtung der GM , indem bei den Eisenstäben GM_f von GM_a verschieden, bei den Stahlstäben aber beide merklich einander gleich sind.

Dieser Unterschied zwischen Eisen und einem gleichgestalteten Stahlstab verschwindet aber in dem Maasse, als der Stab gestreckter wird, sich der Drahtform annähert. Auf das Verhalten der GM bei den beiden Magnetisirungsverfahren ist also erstens die Härte,

zweitens aber auch die äussere Form des Stabes von Einfluss.

Die gleichen Einflüsse verrathen sich auch in den PM , sobald man den Unterschied $PM_a - PM_f$ in Procenten von PM_a ausdrückt: Es liefern dann Stahlstäbe und Bündel von Eisen- oder Stahldraht bedeutend geringere Werthe als massive Eisenstäbe, es wächst ferner

der Werth $\frac{PM_a - PM_f}{PM_a}$ bei Eisenstäben gleicher Dicke mit

ihrer Länge.¹⁾ [Tab. 5, 5a, 5b. Tab. 9, 10, 11 und 13. Eine anomale Magnetisirung, wie sie v. Waltenhofen beobachtete, ist bei meinen Versuchen niemals hervorgetreten, nur einmal (Tab. 9. II) habe ich $PM_f = 0$ gefunden. Um zu einem negativen PM_f zu gelangen, waren meine Stäbe zu wenig dick im Verhältniss zu ihrer Länge. Man sehe jedoch am Schluss der Arbeit die Besprechung der Ruths'schen Versuche.

Verfolgen wir die Unterschiede $GM_f - GM_a$ und $PM_a - PM_f$ in der aufsteigenden Reihe der Kräfte, so wächst dGM anfangs mit wachsender Kraft, erreicht ein Maximum und zeigt dann in einigen Beobachtungsreihen wieder eine kleine Abnahme. [Tab. 9 I. u. II.] Drückt man $GM_f - GM_a$ in Procenten von GM_a aus, so tritt ein Maximum und darauf folgende Abnahme deutlich hervor. [Tab. 1.] $TM_f - TM_a$ erreicht mit wachsender Kraft ein Maximum, ein Herabsinken von diesem ist nicht zu beobachten. [Tab. 1, 9 I.] $\frac{TM_f - TM_a}{TM_a}$ zeigt das nämliche Verhalten wie $\frac{GM_f - GM_a}{GM_a}$.

$PM_a - PM_f$ nimmt gleichfalls mit wachsender Kraft zu. (Man nehme das Minimum aus, Tab. 10d. $W = 30$, Tab. 11, $W = 30$, Tab. 13, $W = 40$, wovon später die Rede sein wird), erreicht ein Maximum und bleibt bis zum Ende der Versuchsreihe constant.

Drückt man $PM_a - PM_f$ in Procenten von PM_a aus

1) Bei Stahlstäben zeigt sich das Gleiche, die Beobachtungen sind nicht mitgetheilt.

so wächst dasselbe ebenfalls zuerst an und erreicht ein Maximum, von welchem es bei einigen Beobachtungsreihen wieder ein wenig herabsinkt. [Tab. 1, 3, 9 I.] Es wird von Interesse sein zu bemerken, dass das letzte nur bei den massiven Stäben eintritt, bei den Drahtbündeln dagegen $\frac{PM_a - PM_f}{PM_a}$ auf dem Maximum stehen bleibt.

Wie Tab. 9 zeigt, wird das Maximum von *DGM* und *DPM* bei einer desto grösseren äusseren magnetisirenden Kraft erreicht, je mehr die Querdimension des Stabs gegen seine Länge bevorzugt ist.

Die vorhergehenden Gesetze erleiden zum Theil bedeutende Modificationen, wenn im Augenblick des Stromschlusses (oder der Stromöffnung der zu magnetisirende Körper von einer geschlossenen leitenden Röhre umgeben ist. In dieser Weise, nämlich mit der auf eine geschlossene Messinghülse gewickelten Spirale I (*Sp_R*) habe ich meine ersten Versuche angestellt. Der Einfluss der dann die Röhre durchlaufenden Inductionsströme erweist sich bedeutender bei der Oeffnung als bei der Schliessung des primären Stromes — des Extrastromes wegen, der im letzteren Falle immer die Spirale durchläuft und in demselben Sinne wie die Röhrenströme wirkt.

Zunächst wird nun die Differenz der *GM* kleiner. $GM_{f+R} - GM_a$ macht bei kleinen Kräften nur einen ganz verschwindenden Bruchtheil von $GM_f - GM_a$ aus, erreicht aber mit wachsender Kraft ebenfalls hohe Werthe. [Tab. 1.]

Auf *PM* aber hat die Gegenwart der Röhre einen so bedeutenden Einfluss, dass sogar $PM_f > PM_a$ werden kann. Diese Umkehrung des Grössenverhältnisses von PM_a und PM_f zeigt sich nicht bei dicken Eisenstäben, sondern nur bei Stahlstäben und Drahtbündeln von Stahl und Eisen (und bei Eisenstäben, deren Dicke klein ist gegen ihre Länge) unter der Voraussetzung nicht zu grosser magnetisirender Kräfte. $PM_a - PM_f$ ist dann bei kleinen Kräften negativ, bei grösseren positiv: es wächst die

Differenz zu einem negativen Maximum und geht dann durch die Null ins Positive. [Tab. 5, 5a, 6, 10b, 10c, 11.]

Die Differenzen $GM_f - GM_{f+R}$ und $PM_{f+R} - PM_f$ geben das, was man als die magnetisirende Wirkung der Röhrenströme bezeichnen könnte. Dieselben weisen bei den massiven Eisenstäben [Tab. 1 und 9 I] ein Maximum auf, bei dem Drahtbündel [Tab. 11] nicht.

Dass auch bei Anwesenheit einer Röhre der Einfluss der Dimensionen des Stabes auf die Grösse von $GM_f - GM_a$ noch zu erkennen ist, zeigt Tab. 5: der ungetheilte Stab verhält sich durchaus wie ein Stahlstab oder ein Drahtbündel, die Differenz ist nicht öfter positiv als negativ. Dagegen wurden bei seinen beiden Theilen nur positive Werthe erhalten. Auch $PM_a - PM_f$ zeigt bei dem ungetheilten Stab ein Verhalten wie bei Drahtbündeln oder bei Stahl, es ist anfangs negativ, später erst positiv, $PM_a - PM_f$ in Procenten von PM_a gibt mit abnehmender Länge des Stabes wachsende Werthe.

Die Abhängigkeit von $PM_a - PM_f$ von der Grösse der Kraft stellt sich ebenso wie ohne Röhre. Dagegen zeigt $GM_f - GM_a$ nach Erreichung des Maximums jetzt eine deutliche Abnahme, welche ohne Gegenwart der Röhre weniger hervortrat. (Tab. 2, 5a).

In den Tabellen ist mehrfach zwischen GM_f nach PM_f und GM_f nach PM_a unterschieden. Es erläutert sich das am besten mit Hülfe der folgenden, von einem Eisenstab erhaltenen Beobachtungsdaten.

Ruhelage 586,0.

7 Impulse bei festliegendem Stab.

J_8 fest. GM 1414,5. PM 636,0.

$J_9 J_{10} J_{11}$ bei ausgezogenem Stab.

J_{12} ausgezogen. GM 1409,5. PM 665,5.

J_{13} fest. GM 1426,5. PM 634,0.

J_{14} fest. GM 1417,0.

Es ist GM_f nach ausgezogen grösser als GM_f nach fest.

Wo nichts Besonderes bemerkt, bezieht sich darum GM_f sowohl wie GM_a immer auf eine auf RM_a folgende Beobachtung.

Vielleicht wird ein ähnlicher Unterschied auch bei GM_a stattfinden, wenn es auf ein PM_a oder auf ein PM_f folgt. Doch muss er bei GM_a sehr klein sein, da er nie mit Sicherheit beobachtet werden konnte.¹⁾ Dadurch tritt GM_f in einen Gegensatz zu GM_a , welcher auf einen tieferen Unterschied zwischen denselben, als der der Quantität ist, hindeutet. (S. Abschnitt V.)

Es ist ferner auch PM_f abhängig von dem kurz vorher bestandenen PM : nämlich es ist PM_f grösser nach einem PM_f als nach einem PM_a . Magnetisirt man also zuerst bei festliegendem Stab und erhält ein gewisses Sättigungsmoment PM_f , zieht bei folgenden Impulsen den Stab aus und gibt dann wieder einen Impuls bei festliegendem Stab, so erhält man ein $PM_f < PM_f$, welches durch Wiederholung der Impulse bei festliegendem Stab wieder zu dem Werthe PM_f aufsteigt. Der Unterschied zwischen der durch einen und durch mehrere Impulse bei festliegendem Stab erzeugten Reduction des PM_a ist jedoch klein, immer vorausgesetzt, dass man sich in der aufsteigenden Reihe der Kräfte bewegt.

Anders verhält es sich, wenn auf ein PM_a erzeugt durch eine grösste Kraft P , ein Impuls einer kleineren Kraft p bei festliegendem Stab einwirkt. Es wird dann erstens durch einen einzigen Impuls von p PM_a um einen Werth reducirt, welcher immer den bedeutend übertrifft,

1) Es ist hier nur von der aufsteigenden Reihe der Kräfte die Rede, es sind GM_f , GM_a , PM_f , PM_a von der nämlichen Kraft inducirte Momente. Ist PM_a und PM_f von einer Kraft P erzeugt und entspricht GM_a und GM_f einer kleineren Kraft p , so treten die in der 2. Abhandlung unter II, 2 entwickelten Gesetze in Kraft.

um welchen pm_a und pm_f von p sich unterschieden. Es wächst also die reducirende Kraft der bei festliegenden Stäbe ausgeführten Impulse mit der Grösse des permanenten Momentes.

Zweitens aber geht hiermit Hand in Hand eine vermehrte Wirkungsfähigkeit des zweiten und folgender Impulse.

Schon in der aufsteigenden Reihe der Kräfte, wo sich zugleich PM und TM änderten, war beobachtet worden, dass von der Regel, nach welcher $PM_a - PM_f$ mit der Grösse der magnetisirenden Kraft wächst, die Drahtbündel bei kleineren Kräften eine Ausnahme machen. Bei diesen wurde im Anfange der Magnetisirung ein zweifelloses Minimum von $PM_a - PM_f$ beobachtet.

Lässt man nun die Grösse des zu reducirenden PM_a constant und variirt blos die reducirende Kraft (TM), so tritt dieses Minimum an derselben Stelle in der Reihe der Kräfte deutlicher hervor und es bildet sich ausserdem noch ein in der aufsteigenden Reihe nicht beobachtetes Maximum aus. Beides, das Minimum sowohl als das Maximum, habe ich aber auch nur bei Drahtbündeln constatiren können.

Der Verlauf der Reduction eines PM_a durch Kräfte, welche auf den festliegenden Stab einwirken und kleiner sind als diejenige, welche PM_a erzeugte, ist danach folgender:

Es nimmt DPM mit wachsender Kraft zu bis zu einem Maximum, ab — und zwar sehr schnell — bis zu einem Minimum, steigt langsam zu einem zweiten Maximum an und geht von diesem nochmals etwas herunter. Der rasche Abfall des ersten Maximums zu einem Minimum ist besonders gut in Tab. 11 (2. Wiederholung) zu beobachten. ($W=40$ und 38).

Ob in der That nur 2 Maxima existiren oder ob bei grösserem Umfange der Kräfte mehrere zu beobachten sind, lasse ich vorläufig dahin gestellt.

Hat der erste Impuls von p das PM_a von P um

einen gewissen Werth reducirt, so kann ein zweiter und folgende Impulse das reducirte PM noch weiter vermindern oder wieder etwas heben. Das letztere fand immer statt in der aufsteigenden Reihe, wenn überhaupt weitere Impulse nach dem ersten noch von merkbarer Wirkung waren, was nur bei stärkeren Kräften der Fall war. Jetzt zeigen sich dieselben auch bei schwächeren Kräften — und zwar bei diesen erst recht — wirksam, indem sie das durch den ersten Impuls reducirte PM noch weiter vermindern. Nur bei solchen Kräften, welche derjenigen, die PM_a erzeugte, nahe liegen, wirkt der zweite Impuls dem ersten entgegen, er erhöht das reducirte PM wieder ein wenig. Durch die Tab. 13, 14 und 15 wird man zu dem Schluss geführt, dass die Wirkung eines zweiten und folgender Impulse durch die des ersten mitbestimmt wird, da dieselben ganz ähnliche Schwankungen verrathen: anfangs negativ, nähert sich J_2 (J_{2-4}) der Null, wächst wieder bis zu einem negativen Maximum und geht sodann durch die Null ins Positive.

Hervorzuheben bleibt noch, dass durch Wiederholung der Impulse nicht etwa die in der Wirkung des ersten Impulses auftretenden Schwankungen (Maxima und Minima) ausgeglichen werden, sondern im Gegentheil nur noch stärker sich ausprägen.

Es liegt nun die Vermuthung nahe, dass der Grund für die Erhöhung der Reductionsfähigkeit eines bei festliegendem Stabe ausgeführten Impulses nicht direct in dem vergrößerten PM_a , sondern in einer hierdurch bedingten Vergrößerung des temporären Moments (2. Abhandlung II, 2) liege. Diese Auffassung widerlegt sich sofort durch die geringen Aenderungen, welche in den bezüglichen Tabellen TM nach der Magnetisirung bei $W=0$ erfährt.

Den gleichen — alleinigen oder doch ganz überwiegenden — Grund wie die Zunahme von $PM_a - PM_f$ hat auch die Abnahme, welche die Differenz $GM_a - GM_f$ nach Magnetisirung bei $W=0$ aufweist. Sie geht mit der Zu-

nahme von $PM_a - PM_f$ Hand in Hand. [Tab. 9 und 16.] Dabei ist letztere grösser als die Abnahme von $GM_f - GM_a$, so dass auch $TM_f - TM_a$ mit Vergrößerung von PM_a wächst.

III. Einfluss des Oeffnungsextrastroms¹⁾, der Zeit, während welcher der Strom geschlossen ist und derjenigen, welche auf die Stromöffnung verwandt wird.

Bei den vorher beschriebenen Versuchen wurde die Oeffnung des Stromes durch Herausziehen des zur Magnetisirungsspirale führenden Leitungsdrahtes aus einem Quecksilbernäpf ausgeführt, so dass der Oeffnungsextrastrom sich nicht — von dem im Funken sich ausgleichenden Theil abgesehen — ausbilden konnte. Die in Tab. 17 verzeichneten Beobachtungen sollen den Einfluss des Oeffnungsextrastroms, wenn derselbe sich vollkommen ausbilden und die Magnetisirungsspirale durchlaufen konnte, veranschaulichen.

Man verband dazu zwei Quecksilbernäpfe a und b , durch welche die Zuleitungsdrähte von der Batterie (B) gingen, durch ein sehr kurzes und dickes Kupferstück N als Parallelleitung zu den Spiralen. Dadurch sank die Stromintensität in den Spiralen, der Tangentenbussole und dem Rheostaten fast auf Null — von dem inducirten Magnetismus blieb nur $\frac{1}{3}\%$ (Unterschied von 2 und 3) — der Extrastrom aber konnte in der geschlossen bleibenden Leitung zur vollen Entwicklung gelangen. Schliesslich wurde der zur Magnetisirungsspirale führende Draht aus dem Quecksilbernäpf a entfernt.

1) Unter Oeffnungsextrastrom soll hier nicht nur der durch Oeffnung des magnetisirenden Stromes entstehende, sondern auch die durch das Verschwinden des Magnetismus bedingten Inductionströme begriffen werden.

Tabelle 17. Spirale II. Eisendrathbündel, Stahl- und Eisenstab sind von gleicher Länge und Dicke. $W = 0$.

	Eisendrath- bündel.	Stahlstab.	Eisenstab.
1. Ausgezogen . . . PM_a	186,0	765,0	146,0
2. Nebenleitung geschlossen $PM_N + \text{Rest von } TM$	200,0	770,4	133,7
3. Leitung zur Magnetisirungs- spirale geöffnet . . PM_N	194,0	768,0	128,6
4. Fest PM_f	145,0	744,4	97,2
5. Fest mit Röhre PM_{f+R}	184,0	765,0	113,5

Das TM des Drathbündels ist = 1,46,
das des Eisenstabes = 1,66, wenn
das des Stahles = 1 gesetzt wird.

Es ersetzt also die magnetisirende Kraft des Extrastromes beim Eisendrathbündel den durch die Stromöffnung bei festliegendem Bündel sonst entstehenden Verlust, und erzeugt noch 8,0^{ac}. Bei dem Stahlstabe sind es statt 8 nur 3^{ac} und bei dem Eisenstabe ist der Extrastrom nicht hinreichend, den Verlust von 48,8^{ac} zu decken, er ersetzt nur 31,4^{ac}.

Auch die in der Messingröhre inducirten Ströme haben die grösste Wirkung bei dem Eisendrathbündel, eine geringere bei dem massiven Eisen- und Stahlstabe, wobei wieder ihre Wirkung bei Stahl die bei Eisen etwas übertrifft.

Ich habe weiter eine Reihe von Versuchen angestellt, bei welchen die Unterbrechung des Stromes nicht an Quecksilber sondern an Kupfer bewerkstelligt wurde.

Dieselben ergaben, dass im letzteren Falle der Unterschied $PM_a - PM_f$ etwas, nämlich um 2–3 Proc. grösser war, als bei der Oeffnung an Quecksilber. Nachdem die vorigen Versuche die bedeutende magnetisirende Kraft des Extrastromes dargethan hatten, war dieses Resultat zu erwarten. Denn bei der Oeffnung an Kupfer wird wegen der geringeren Menge mitgeführter Theilchen auch ein

kleinerer Theil des Extrastromes sich ausgleichen können, als an Quecksilber.

Die folgenden Zahlen zeigen, dass es durchaus gleichgültig ist, ob man den Leitungsdrath bei Oeffnung des Stromes sehr rasch oder nur ganz allmählich aus dem Quecksilber heraushebt.

Tabelle 18. Eisenstab. Sp. II.

Ruhelage 302,0. $W = 0$ ausgezogen $PM_a = 390,5$ } DPM 46,5,
fest . . . $PM_f = 344,0$ }

sehr rasch geöffnet.

$PM_a = 388,0$ }	$PM_a = 387,5$ }	$PM_a = 390,0$ }
$PM_f = 344,0$ } 44,0,	$PM_f = 344,0$ } 43,5.	$PM_f = 345,0$ } 45,0.
langsam	rasch	langsam.

Endlich war zu beobachten, dass selbst bei den (im Verhältniss zur Länge) dicksten Stäben der Strom nur eine sehr kurze Zeit geschlossen zu sein brauchte, um die gleiche Reduction des PM_a wie bei länger dauernder Schliessung zu erhalten. Es genügte, den Drath so geschwind als nur möglich in das Quecksilber einzutauchen und im selben Augenblicke wieder herauszuziehen. Unter der Voraussetzung einer momentanen Entwicklung des Magnetismus fand sich diese Zeit, bestimmt aus dem ersten Ausschlage des Magnetometers, seiner constanten Ablenkung und seiner Schwingungsdauer, zu 0,05".

IV. Das PM_a einer grössten Kraft P ist reducirt durch Kräfte p (1 Impuls): $0 < p \leq P$. Verhalten des so erzeugten PM_f gegen Kräfte p' : $0 < p' \leq P$.

a) wenn bei p' der Stab ausgezogen wird.

Tabelle 19. Drathbündel von Eisen. Sp. II. $P:W=0$,

$p = P$.			
p'	Erhöhung des PM_f :	p'	Erhöhung des PM_f :
$W = 70$	1,6 ^{sc}	$W = 8$	24,0 ^{sc}
50	9,5	5	29,0
30	13,2	3	32,0
20	13,0	1	41,4
12	21,1	0	43,6.

In diesem Falle erhöht also die Kraft p' das reducirte PM , um so mehr, je grösser sie ist.

b) wenn bei p' der Stab fest in der Spirale liegt.

Tabelle 20. Eisendrathbündel, s. Tab. 10. $P : W = 0$,
 $p = P$. Sp. II.

p'	Erhöhung des PM_f :	p'	Erhöhung des PM_f :
$W = 100$	4,2 ^{ac}	$W = 5$	7,2 ^{ac}
40	6,8	2	5,3
20	8,8	1	4,5
10	7,5	0	3,2.

Tabelle 21. Eisendrathbündel. S. Tab. 11. $P : W = 0$.
 $p = P$. Sp. II.

p'	Erhöhung des PM_f :	p'	Erhöhung des PM_f :
$W = 100$	1,8 ^{ac}	$W = 12$	4,8 ^{ac}
70	2,8	8	4,0
50	3,4	5	3,6
30	3,6	0	1,6.
20	4,5		

Bei diesen Versuchen ist PM_f constant. Wirken auf dasselbe kleinere Kräfte p' bei festliegendem Stabe, so erhöhen dieselben das reducirte PM , und zwar wächst die Zunahme anfangs mit wachsender Kraft, erreicht einen grössten Werth und nimmt bis zu derjenigen Kraft, welche das PM_f erzeugte (hier der grössten, welche überhaupt angewandt ist), wieder ab. Das Gleiche hat sich bei Versuchen mit Spirale I ergeben.

In den Versuchen der folgenden Tabelle ist dagegen auch die reducirende, PM_f erzeugende Kraft variirt.

Tabelle 22. Drathbündel von Eisen. Sp. II. Ruhelage 736.

	P	P	p'	
	$W = 0$ ausgez.	$W = 1,5$ fest	$W = 0$ fest	
PM	916	876,5	882,0	$D + 5,5$.
	$W = 0$ ausgez.	$W = 8$ fest	$W = 0$ fest	
PM	916	875,8	881,3	$D + 5,5$.
	$W = 0$ ausgez.	$W = 70$ fest	$W = 0$ fest	
PM	916	906,2	879,5	$D - 26,7$.
	$W = 0$ ausgez.	$W = 0$ fest	$W = 0$ fest	
PM	916	879,7	881,3	$D + 1,6$.

Hier ist $p' \cong p$. Dann erfolgt also bei p' theils ein Anwachsen des durch p reducirten PM , theils eine weitere Abnahme. Es kommt PM auf den Werth, welchen es auch durch sofortige Wirkung von p' auf PM_a bei festliegendem Stabe erhalten hätte.

Ferner wurde beobachtet:

	PM		PM
$W = 0$ ausgezogen . .	916	$W = 0$ ausgezogen . .	916
$W = 8$ fest	877,0	$W = 1,5$ fest	875,0
$W = 3,7$ fest	874,0	$W = 3,7$ fest	880,2.

$W = 1,5$ und $W = 8$ reduciren PM_a ($W = 0$) um die merklich gleiche Grösse. Die so erhaltenen, scheinbar ganz gleichen (nämlich gleich grosse magnetische Momente ergebenden) Zustände werden aber sofort unterschieden durch die Wirkung, welche $W = 3,7$ fest ausübt: Im ersteren Falle wirkt $W = 3,7$ vermindern, im zweiten vergrössern auf PM ein.

Der folgende Abschnitt wird hierzu Analoga liefern.

Tabelle 23. Eisenstab, ausgeglüht. $L = 199$. $D = 5,5$. $E = 406$. Die Impulse geschehen sämtlich bei festliegendem Stabe. Sp. I.

	Nach einem Impulse mit $W = 5$	Nach einem Impulse mit $W = 2$
	ist $PM = 36,0$:	ist $PM = 40,5$:
$W = 10$. $PM_1 = 31,0^{sc}$	$W = 10$. $PM_1 = 40,8$	$W = 10$. $PM_1 = 45,1$
$PM_2 = 33,0$	$PM_2 = 41,8$	$PM_2 = 46,5$
$PM_6 = 34,8$	$PM_6 = 42,6$	$PM_6 = 48,5$

Tabelle 24. Eisenstab, ausgeglüht. Sp. II. Sämtliche Impulse werden bei festliegendem Stabe ausgeführt. PM bedeutet das nach einer grösseren Zahl von Impulsen erhaltene permanente Moment.

	PM		PM
$W = 20$.	10,0 ^{sc}	$W = 20$.	19,0
$W = 10$.	14,5	$W = 20$.	29,0
$W = 5$.	23,5	$W = 20$.	40,0
$W = 2$.	29,0	$W = 20$.	46,0.
$W = 0$.	40,8		

Während in den Tabellen 19—22 die Einwirkung kleinerer Kräfte auf ein PM_f untersucht ist, welches aus dem zugehörigen PM_a durch Festlegung des Stabes gebildet wurde, wirken hier alle Kräfte nur bei festliegendem Stabe. Wenn demnach (Tab. 24) nach $W=10$ wieder $W=20$ angewandt wird, so hat — für die Beobachtung wenigstens — ein grösseres PM , als $W=20$ es jetzt vorfindet, ($14,5^{sc}$) nicht bestanden; trotzdem erhöht jetzt $W=20$ das von $W=10$ herrührende PM (um $4,5^{sc}$), ebenso nachher das von $W=5, 2$ und 0 erzeugte. Die weitere Ausführung siehe in Abschnitt VI.

V. Beweis einer besonderen Eigenartigkeit des Zustandes, welcher durch die Magnetisirung bei festliegendem Stabe resultirt.

Ein durch eine Kraft P erzeugtes PM_a kann auf drei Arten reducirt werden:

- 1) Man setzt den Stab, aber fest in der Spirale liegend, der Wirkung von P aus. PM_f .
- 2) Man unterwirft den Stab einer Kraft p von entgegengesetztem Vorzeichen wie P . PM_c .
- 3) Man erschüttert den Stab. PM_e .

Im Folgenden ist nun versucht worden, durch passende Auswahl der Kraft p resp. durch geeignete Erschütterungen dem Stabe ebenso viel permanenten Magnetismus zu entziehen, als der Verlust durch Festlegung in der Spirale betrug, so dass also $PM_f = PM_c = PM_e$ wurde. Darauf liess man auf den Stab eine Kraft $p' < P$, von dem gleichen Vorzeichen wie P einwirken, so dass sie das reducirte RM wieder vergrösserte.

Tabelle 25. Eisenstab. Sp. I. $P:W=1,5$. $PM_a:24^{sc}$. Die Reduction des PM_a ist als Mittel sehr wenig abweichender Werthe $=7,1^{sc}$, so dass $PM_f = PM_c = PM_e = 17^{sc}$.

		$p:W=70$				
		$p':W=70$	$=20$	$=10$	$=10$	$=10$
Erhöhung des	PM_f	0	0,7	2,2	1,8	1,8
	PM_c	1,6	4,1	5,5	—	5,5
	PM_e	—	—	—	4,6	7,7.
		24*				

Tabelle 26. Eisenstab. S. Tab. 1. Sp. II. Magnetisirt mit $W = 0$. $PM_a = 88^{\circ}$. $p' : W = 8$. GM bezieht sich auf p' , ebenso PM_a .

$PM_e = 61,5$	$PM_e = 58,0$	$PM_e = 62,5$
$GM_f = 482$	$GM_f = 481$	$GM_a \cdot J_1 = 472$
	$PM_a = 88,5$	$J_3 = 467$
		$PM_a = 84,8$
$PM_f = 60,5$	$PM_f = 61,5$	$PM_f = 61,5$
$GM_f = 471$	$GM_f = 472$	$GM_a \cdot J_1 = 462$
$PM_a = 74,5$	$PM_a = 78,0$	$J_3 = 458$
		$PM_a = 80,0$

Tabelle 27. Eisendrathbündel. S. Tab. 10. Sp. II. Magnetisirt bei $W = 0$. $p : W = 170$. $p' : W = 5$ resp. $W = 0$.

$PM_f = 156,5$	$PM_e = 157,4$	$D = 28,2$	$D = 47,9$
$W = 5$. $PM_a = 184,7$	$PM_a = 205,4$		
	$PM_e = 150,0$	$D = 48,2$	
$W = 5$. $PM_a = 198,2$	$PM_a = 198,2$		
$PM_f = 156,0$	$PM_e = 157,0$	$D = 49,5$	$D = 46,0$
$W = 0$. $PM_a = 205,5$	$PM_a = 203,0$		

Also: Wenn die Reduction des permanenten Momentes PM_a durch Wirkung von P bei festliegendem Stabe erfolgt ist, so bringt eine, im Sinne von P wirkende (kleinere) Kraft p' eine geringere Steigerung hervor, als wenn PM_a durch Erschütterung oder entgegengesetzten Strom um gleichviel reducirt war. Auch nach Anwendung wiederholter Impulse von p' bleibt noch ein merklicher Unterschied bestehen (Tab. 26). Es gleicht sich derselbe mehr und mehr aus, je näher p' an P liegt (Tab. 25 und 27). In den GM von p' zeigen sich ähnliche Unterschiede, mag bei p' der Stab festliegen oder ausgezogen werden: GM ist kleiner, wenn p' auf PM_f , als wenn es auf PM_e wirkt (Tab. 26).

Die Versuche beweisen demnach, dass der Zustand, wie er durch die Magnetisirung bei festliegendem Stabe erzeugt wird, wohl unterschieden werden muss von denen, welche man durch Reduction eines PM_a mittelst Er-

schütterung oder eines conträren Stromes erhält, auch wenn in allen dreien das magnetische Moment das gleiche ist.

VI. Verhalten verschiedener permanent magnetischer Zustände gegen Erschütterungen.

Nach mehrfachen Vorversuchen habe ich gefunden, dass man, um dem Stabe durch Erschütterung einen Verlust an permanentem Momente zu ertheilen, in einfachster Weise zu sehr constanten Resultaten gelangt, wenn man den horizontal gehaltenen Stab aus geringer Höhe, aber dann öfters, auf die Tischplatte auffallen lässt. Ein constantes Endmoment, ein Maximum des Verlustes wurde häufig schon nach dreimaliger Wiederholung erreicht.

Tabelle 28. Eisenstab. Länge = 200 mm. Dicke = 5 mm.
 $A = 7,74$. Sp. I.

$W =$	7.	3.	0.	$\frac{\text{Verlust}}{PM_a} \cdot 100$
PM_a	65,0	80,0	87,0	67,0, 68,0, 71,3
Verlust durch Erschütterung .	43,5	54,3	62,0	
				$\frac{\text{Verlust}}{PM_f} \cdot 100$
PM_f	58,0	67,0	73,0	58,6, 54,5, 55,3
Verlust durch Erschütterung .	34,0	36,5	40,4	

Tabelle 29. Eisenstab. $L = 130$. $D = 5$. Sp. II.

W	PM_a	PM_f	$\frac{PM_a - PM_f}{PM_a} \cdot 100$	Verlust durch Erschütterung PM_a	Verlust durch Erschütterung PM_f	$\frac{\text{Verlust}}{PM_a} \cdot 100$	$\frac{\text{Verlust}}{PM_f} \cdot 100$
25	53 ^{ac}	24 ^{ac}	54,7	30,8	5,0	58%	21,0%
15	79	28	64,6	47,3	6,2	60	22,0
10	100	36	64,0	57,2	9,2	57	25,6
5	126	50	60,0	70,6	10,2	56	20,0
0	168	83	51,0	90,0	18,0	54	21,7

Tabelle 30. Ein dem vorigen in den Dimensionen gleicher Stab von etwas grösserem specifischem Gewichte. Sp. II. Die Versuche sind in der angegebenen Reihenfolge angestellt.

$W = 15$ wirkt auf den ausgeglühten Stab.

$W = 15$. Zur Sättigung magnetisirt bei

festliegendem Stabe $PM_f = 45,5^{sc}$

Verlust durch Erschütterung = 13,5.

Es bleiben $32,0^{sc}$.

Stab mehrmals ausgezogen $PM_a = 88,6$

Verlust durch Erschütterung = 53,4.

Es bleiben $35,2^{sc}$.

Fest $PM_f = 45,0$

Verlust durch Erschütterung . = 15,0.

$W = 0$. Zur Sättigung magnetisirt bei

festliegendem Stabe $PM_f = 98,6$

Verlust durch Erschütterung = 23,9.

Es bleiben $74,7^{sc}$.

Stab mehrmals ausgezogen . . $PM_a = 178,3$

Verlust durch Erschütterung = 98,3.

Es bleiben $80,0^{sc}$.

Fest $PM_f = 98,4$

Verlust durch Erschütterung . = 25,0.

$W = 0$ ausgezogen, darauf $W = 50$ in

entgegengesetzter Richtung $PM = 89,5$

Verlust durch Erschütterung = 21,0.

Es bleiben $67,5^{sc}$.

$W = 0$ ausgezogen, darauf $W = 60$ in

entgegengesetzter Richtung $PM = 104,0$

Verlust durch Erschütterung = 29,5.

Es bleiben $74,5^{sc}$.

$PM_f : \frac{\text{Verlust durch Erschütterung}}{PM_f} \cdot 100 = 29,7$ bei $W = 15$ und $= 24,2$ bei $W = 0$.

$PM_a : \frac{\text{Verlust durch Erschütterung}}{PM_a} \cdot 100 = 60,3$ „ „ „ $= 55,1$ „ „

$PM_c : \frac{\text{Verlust durch Erschütterung}}{PM_c} \cdot 100 = 23,5$ für $W = 50$ und $= 28,4$ für $W = 60$.

Die Versuche ergeben, dass sowohl bei den PM_a wie bei den PM_f die Grösse der durch die gleiche Erschütterung

zu erreichenden Reduction mit PM wächst: drückt man den Verlust, $PM - PM_e$, in Procenten des vorher bestandenen PM_a resp. PM_f aus, so erhält man, vorausgesetzt, dass dieses das grösste, bis dahin inducirte Moment darstellt, eine anfängliche Zunahme, welche nach Erreichung eines Maximums in eine Abnahme übergeht. Doch sind die Veränderungen gering. Entspricht aber PM nicht der grössten zur Wirkung gekommenen Kraft, sondern ist es bereits durch einen conträren Strom reducirt, so complicirt sich die Erscheinung dadurch, dass der frühere, stärker permanent magnetische Zustand einen Einfluss ausübt. Die Wirkung der Erschütterung ist jetzt geringer, $\frac{PM - PM_e}{PM}$ nimmt ab mit abnehmendem PM , der durch die Erschütterung eintretende Verlust vermindert sich in viel stärkerem Verhältnisse, als der Abnahme von PM_a auf PM_e entspricht.

Vergleichen wir nun das Verhalten eines PM_a gegen Erschütterungen mit dem eines PM_f ! PM_a wird überall bedeutend mehr reducirt, als ein PM_f von gleicher Grösse, und zwar nicht allein dann, wenn von PM_f bereits ein grösseres PM_a bestanden hatte (Tab. 28 und 29), sondern auch dann, wenn PM_f das grösste bis dahin inducirte Moment war (Tab. 30).

Es fragt sich nun, ob man hieraus den nämlichen Schluss ziehen darf, welcher im vorigen Abschnitte aus den dort beschriebenen Versuchen gezogen wurde: dass PM_a und PM_f nicht nur quantitativ, sondern qualitativ durchaus verschiedene Zustände sind.

Wenn gezeigt ist, dass ein PM_a verschieden stark durch Erschütterung reducirt wird, je nachdem es das grösste bis dahin inducirte oder aus einem grösseren durch einen in conträrer Richtung geleiteten Strom gebildet ist, so sollte man diese Abhängigkeit von früheren Zuständen auch bei PM_f wiederfinden. Nun ist aber die Reduction eines PM_f nicht verschieden in den beiden Fällen, wo es vor PM_a und grösser als jedes vorher ge-

bildete PM_a und wo es nach PM_a aus diesem gebildet ist (Tab. 30 bei $W=15$ und bei $W=0$).

Man wird also zu der Alternative geführt: Entweder es ist PM_f , wenn der Stab bereits vorher das zugehörige PM_a besass, doch nicht von diesem abhängig, oder aber der Zug, welchen ein vorher gebildetes grösseres PM ausübt, indem es die Wirkung einer Erschütterung vermindert, besteht auch dann schon, wenn PM_f nicht aus PM_a gebildet war, sondern das grösste bis dahin inducirte PM repräsentirte, wenn also der Stab entweder nur in der Spirale festliegend magnetisirt wurde oder doch das Intervall zwischen den Kräften ein so grosses war, dass das PM_f der grösseren das PM_a der nächst vorhergehenden kleineren Kraft übertraf.

Zur Entscheidung dienen die Versuche, Tab. 23 und 24.

Wenn nämlich ein Stab mit einem gewissen PM einer Kraft p unterworfen wird und es vergrössert diese das PM , so kann der Grund nur einer der folgenden sein:

1) Entweder es ist p grösser als alle Kräfte, welche bis dahin gewirkt hatten.

2) Oder es ist p zwar kleiner als die grösste angewandte Kraft P , aber

a. es hat P nicht mit einer genügenden Zahl von Impulsen gewirkt, oder

b. es ist auf irgend welche Art (durch Erschütterung, conträre Ströme) PM von einem grösseren Werthe auf den jetzigen kleineren reducirt worden.

Fall 1) schliessen wir aus. Der Grund 2a könnte in Tabelle 23 der wirksame gewesen sein, da dort $W=5$ und $W=2$ nur mit einem Impulse gewirkt hatten; er ist es aber nicht, da p ($W=10$) den Kräften $W=5$ und $W=2$ zu viel an Intensität nachsteht, um die von letzteren inducirten PM um so viel, als dort beobachtet wurde, erhöhen zu können.

Demnach bleibt zur Erklärung der in Tab. 23 und 24 geschilderten Versuche nur der Grund 2b.

Man würde so zu der Ansicht geführt werden, dass ein PM_f sich stets erst aus dem zugehörigen PM_a bildet, dass PM_f eine besondere Form eines durch conträren Strom oder Erschütterung reducirten PM_a darstellt. Nachdem aber im V. Abschnitte gezeigt ist, dass durch conträren Strom oder Erschütterung wesentlich verschiedene Zustände erzeugt werden von dem, welchen man durch Magnetisirung bei festliegendem Stab erhält, so verbleibt, um zu einer Erklärung zu gelangen, als einziger Ausweg der folgende:

Wenn eine Kraft P auf den ausgezogenen Stab mit ihrem Sättigungsimpulse gewirkt hat, so repräsentirt das erzeugte PM einen Gleichgewichtszustand, welcher für alle mit P gleichgerichteten Kräfte $p: 0 < p \leq P$ — vorausgesetzt, dass der Stab immer ausgezogen wird, stabil ist. Stabilität des Gleichgewichts findet nicht mehr statt, sobald PM durch Erschütterung oder conträren Strom reducirt worden ist. Die Molecularmagnete nähern sich unter Wirkung einer Kraft p der vorher inne gehaltenen, einem grösseren PM entsprechenden Lage wieder an.

Da aber nach dem über das Verhalten von PM_f Gefundenen dieser Zug nach der Seite grösseren Momentes nicht allein dann wirkt, wenn das grösste Moment PM_a gebildet war und darauf erst ein Impuls bei festliegendem Stabe folgte, sondern auch dann schon, wenn nur temporär ein grösseres Moment bestanden hat, so ist nur eine Auffassung zulässig: dass nämlich sofort mit beginnender Wirkung einer magnetisirenden Kraft, sofort mit beginnender Drehung der Molecularmagnete aus ihren bisherigen Gleichgewichtslagen die permanente Aenderung der Gleichgewichtslagen, d. h. das permanente Moment der Kraft, sich ausbildet und seinen Einfluss auf das temporäre Moment, wie er in der 2. Abhandlung bewiesen ist, geltend macht. Zu der Zeit, wo unter der Wirkung des 1. Impulses einer Kraft P ein gewisses GM_1 beobachtet wird, sind bereits die Gleichgewichtslagen der Molecularmagnete im Sinne dieser Kraft verschoben, ist

bereits die Resultirende aller auf einen einzelnen unter ihnen von den ihn umgebenden ausgeübten Kräfte entsprechend dem PM_1 von P geändert.

Hierdurch dürfte das Verhalten eines PM_f gegen Erschütterung im Vergleich mit dem eines PM_a vollkommen erklärt sein. Eine Verschiedenheit der beiden Zustände, wie sie aus Abschnitt V unwiderleglich hervorging, ergibt sich demnach hieraus nicht.

VII. Schlussbetrachtungen.

Wenn ich zum Schluss dieser Abhandlung noch einen kurzen Rückblick auf die gewonnenen Resultate werfe, so wird es zugleich an der Zeit sein, auf Grund derselben die Eingangs gestellte Frage zu beantworten, ob es rein secundäre Ursachen sind, welche die beschriebenen Erscheinungen veranlassen, oder ob eine Erklärung derselben direct aus unseren hypothetischen Vorstellungen vom Wesen des Magnetismus möglich ist.

Im Beginne meiner Arbeiten habe ich das Letztere möglichst von der Hand gewiesen, im weiteren Verlaufe jedoch immer mehr die Ueberzeugung gewonnen, dass eine weitere Verfolgung dieser Untersuchungen für die Entwicklung und Präcisirung der Theorie Material liefern müsse. Zudem konnte ein Anschluss an die theoretischen Vorstellungen für eine passende Auswahl der Versuche nur von Nutzen sein.

Wenn schon v. Waltenhofen aus seiner Beobachtung den Schluss zog, dass die Theorie der drehbaren Molecularmagnete durch dieselbe eine Bestätigung finde, so wird diese Ansicht Waltenhofen's durch die Gesammtheit meiner Resultate über jeden Zweifel erhoben. Viele derselben lassen sich aus der Theorie vollkommen erklären, von anderen vermag ich ihren Zusammenhang mit der Theorie vorläufig noch nicht genügend zu übersehen.

Wenn die magnetisirende Kraft nicht allmählich, wie es beim langsamen Einschieben des Stabes in die vom

Strom schon durchflossene Spirale der Fall ist, bis zu ihrer vollen Stärke anwächst, sondern fast plötzlich, wie es geschieht, wenn der Stab bei Stromschluss sich schon in der Mitte der Spirale befindet, ihren constanten Endwerth erreicht, so schwingen die Molecularmagnete über die Gleichgewichtslagen, welche sie im ersten Falle einnehmen würden, hinaus, verlieren ihre lebendige Kraft allmählich durch einen ihre Bewegung hemmenden (Reibungs-) Widerstand (vgl. die 2 Abh. III) und werden so in Lagen stärkeren Momentes festgehalten.

Geht die magnetisirende Kraft nicht allmählich, wie bei dem ersten Verfahren, auf den Nullwerth herunter, sondern wird, während der Stab noch in der Spirale liegt, der Strom unterbrochen, so schwingen die Molecularmagnete ebenfalls über ihre natürlichen Gleichgewichtslagen hinaus und kommen so nach Verlust ihrer lebendigen Kraft in Stellungen zur Ruhe, welche ein geringeres permanentes Moment repräsentiren.

Man kann vermuthen, dass die bei festliegendem Stabe erhaltenen *GM* und *PM*, welche resp. grösser und kleiner als die bei ausgezogenem Stabe zu erreichenden sind, durch Erschütterungen in die letzteren übergeführt werden können. Die der Ausführung entgegenstehenden Schwierigkeiten liegen in dem Umstande, dass die Erschütterung sonst (im allgemeinen immer, vgl. die 2. Abh. III) dieselbe Wirkung hat, wie das Festlegen des Stabes in der Spirale, da sie ebenfalls *GM* zu vergrössern, *PM* zu verkleinern strebt. An der Möglichkeit der Ausführung ist wohl kaum zu zweifeln, nachdem G. Wiedemann gezeigt hat¹⁾, dass ein durch einen conträren Strom magnetisirter Stab durch Erschütterung einen Theil seines früheren Magnetismus wieder annehmen kann, und die Versuche des letzten Abschnittes für *PM*, das Vorhandensein eines nach der Seite grösseren Momentes hin gerichteten Zugs nachgewiesen haben. Immerhin besitzt aber nach Abschnitt V

1) Pogg. Ann. C. p. 241.

ein PM_f eine grössere Stabilität als ein PM_c , es setzt einer nach der Richtung von PM_a wirkenden Kraft einen grösseren Widerstand entgegen, dürfte also auch gegen Erschütterungen, welche auf Herstellung des PM_a zielen, unempfindlicher sein.

Es war weiter denkbar, wenn auch nach den früher (2. Abh.) gemachten Erfahrungen wenig wahrscheinlich, dass sich ein PM_f , wenn der Stab ruhig, ohne mechanische und magnetische Einflüsse, in der Spirale verblieb, allmählich wieder etwas erheben könnte. Einige Versuche lieferten aber ein negatives Resultat.

Wenn wir aber den Grund der Erscheinungen in dem Wesen des Magnetismus selbst suchen, so muss erstens die innere Beschaffenheit des Körpers von Einfluss sein: Der Stahl, in welchem wir das Vorhandensein stärkerer, der Bewegung der Molecularmagnete widerstehender Kräfte voraussetzen, muss die Erscheinungen durchaus in geringerem Grade als weiches Eisen zeigen. In der That sehen wir auch den Unterschied der PM_a und PM_f bei Stahl nur einen geringen Bruchtheil von PM bilden, der Unterschied der GM aber der Null gleich.

Weiter aber soll dann auch die äussere Form des Körpers von maassgebendem Einfluss sein.¹⁾ Wächst das Verhältniss der Dicke zu seiner Länge, so wächst auch die Resultirende der Kräfte, welche auf einen Molecularmagneten von allen übrigen ausgeübt werden und der äusseren magnetisirenden Kraft entgegenwirken. Compactere Stäbe müssen darum im Verhältniss grössere Unterschiede von PM_a und PM_f zeigen, weil die rückgängige Bewegung der Theilchen bei Aufhebung der magnetisirenden Kraft lebhafter ist.

Man muss weiter erwarten, dass die Unterschiede

1) Der Ansicht, dass die Geschwindigkeit des Entstehens und Verschwindens des Magnetismus von der Form des Magneten beeinflusst wird, hat sich schon Hr. Beetz auf Grund seiner Beobachtungen, Pogg. Ann. CV. (unter Nr. 29) nicht verschliessen können.

DGM und *DPM* von *TM*, also von der Grösse der Bewegung der Theilchen abhängig sind, nämlich mit dieser wachsen. Es nimmt nun in der That in der aufsteigenden Reihe mit wachsender Kraft *DPM* zu (über die anfangs auftretende Abweichung hiervon siehe nachher), erreicht aber einen constanten Werth, obwohl *TM* noch zunimmt. Das Verhalten von *DPM* in der aufsteigenden Reihe der Kräfte kann aber schon darum nicht entscheidend sein, weil hier auch *PM* selbst sich verändert, also zugleich *PM* und *TM* ihren Einfluss geltend machen. Um also den von *TM* allein zu erhalten, ist die Voraussetzung eines constanten *PM* erforderlich.

Dabei zeigte sich nun aber, dass zwar mit wachsender Kraft (*TM*) ein Anwachsen der Reduction beobachtet wird, wenn man die Intervalle zwischen den Kräften gross wählt, dass jedoch bei sorgfältigerer, kleineren Intervallen folgender Beobachtung deutliche Maxima und Minima eintreten; nicht jedoch bei massiven Stäben, sondern nur bei Eisendrahtbündeln.

Eine Erklärung dieser Erscheinung wird ohne eine besondere Annahme über die Art und Weise, wie die Molecularmagnete bei plötzlicher Veränderung der wirkenden Kräfte aus einem Gleichgewichtszustande in einen anderen übergehen, nicht möglich sein. Die Annahme, von welcher ich glaube, dass sie von den beobachteten Vorgängen Rechenschaft gibt, ist aber keine andere, als dass eine neue Gleichgewichtslage von den Molecularmagneten nur erst nach einer Reihe von Oscillationen um dieselbe erreicht wird. Diese, in Verbindung mit der ohnehin schon in unsere hypothetischen Vorstellungen eingeführten Annahme eines (Reibungs-)Widerstandes reicht zur Erklärung aus.

Die in Rede stehende Erscheinung erinnert nun aber sofort an die Magnetisirungsvorgänge bei der Entladung einer Leydener Flasche. Sie hat das vor der letzteren voraus, dass sie bedeutend einfacher und leichter zu übersehen ist.

Sehen wir jedoch von allen Umständen, welche die Wirkung einer electricischen Entladung verwickeln, ab, nehmen wir an, dieselbe sei einfach, nicht alternirend, und gehe durch einen geradlinig ausgespannten Draht, senkrecht zu welchem in verschiedenen Entfernungen eine Reihe gleicher Stahlnadeln aufgestellt ist, so erhalten wir nach Savary¹⁾ regelmässige Schwankungen der Momente bei den in successive zunehmender Entfernung aufgestellten Nadeln (auf welche demnach die magnetisirende Kraft des Entladungsstromes mit abnehmender Intensität wirkte). Trotz auffälliger Analogien bleibt diese Erscheinung doch ungleich verwickelter als die von mir studirte, bei der Schliessung oder bei der Oeffnung eines constanten galvanischen Stromes zu beobachtende. Doch hoffe ich, dass mich die letztere in den Stand setzen wird, demnächst auch für die Erklärung der ersteren, besonders was den Einfluss der Dicke der Nadeln und die Wirkung der Metallhülsen (nach Savary) und die gleichbedeutende der Nebenschliessungen (nach Riess²⁾) betrifft, eine sichere Grundlage zu schaffen.

Wenn sich, wie erwähnt, die Schwankungen nur bei Drahtbündeln, nicht aber bei massiven Eisenstäben gezeigt haben, so ist darin der ausgleichende Einfluss der Ströme zu erkennen, welche bei der Stromöffnung in der Masse des Eisens selbst inducirt werden. (Vgl. das unten über den Einfluss desselben bei der Schliessung des Stromes Gesagte.)

Sehr ausgesprochen ist der Einfluss, welchen eine Vergrösserung von *PM* auf die Grösse von *DPM* hat. Es wächst letzteres durchweg mit *PM*. Es ist klar, dass diese Vorgänge in nahem Zusammenhange mit den Erscheinungen stehen müssen, welche ich in II, 2 der 2. Abh. beschrieben habe, und welche einen Blick in die Veränderungen eröffneten, welche die inneren magnetischen Kräfte

1) Ann. de chim. et phys. 2. XXXIV.

2) Pogg. Ann. CXXII. p. 304.

durch Aenderungen des permanenten Momentes erleiden. Dort ist gezeigt, dass eine Vergrösserung desselben sowohl eine Zu- als eine Abnahme dieser Kräfte veranlassen kann, welche der äusseren magnetisirenden Kraft entgegenwirken. Bei den jetzt beschriebenen Versuchen ist mir also nur der Nachweis einer Zunahme mit wachsendem *PM* gelungen.

In einer Hinsicht aber erfüllen die vorstehenden Resultate vollkommen die Forderungen der Theorie:

Wenn *DPM* mit wachsendem *PM* grösser wurde, so musste sich das zugehörige *DGM* kleiner ergeben, denn das Eine ist die nothwendige Folge des Anderen.

Es bietet ferner auch die in Abschn. IVb. Tab. 20 und 21 beschriebene Erscheinung der Erklärung keine Schwierigkeit: Ein constantes *PM*_f wird durch kleinere Kräfte *p*, die auf den festliegenden Stab wirken, um Werthe erhöht, welche mit wachsendem *p* bis zu einem Maximum ansteigen und darauf wieder abnehmen. Der Erhebung des *PM*_f günstig ist eine durch Wirkung von *p* erfolgende grössere Näherung der Molecularmagnete an ihre früheren Einstellungen, ungünstig ist die durch eine grössere Excursion bedingte grössere Geschwindigkeit, mit welcher sie sich bei Aufhebung von *p* zurückbewegen. So kommt es, dass eine gewisse Kraft, d. h. eine gewisse mittlere Entfernung der Theilchen aus ihren augenblicklichen Gleichgewichtslagen das Maximum der Wirkung ausübt.

Fassen wir nun die Differenzen *GM*_f—*GM*_a ins Auge, so bestätigen diese die vorhin aus der Theorie gezogenen Folgerungen zum Theil gar nicht. Es ist der Extrastrom, welcher die bei der Schliessung des magnetisirenden Stromes beobachteten Erscheinungen in hohem Maasse verwirrt. Der bedeutende Einfluss des Oeffnungsextrastromes konnte durch den Versuch erwiesen werden, er zeigte sich am wirksamsten bei Stahl und bei Drahtbündeln. Was aber von dem Oeffnungsextrastrom gilt, muss auch von dem Schliessungsextrastrom, wenngleich nicht in demselben Maasse, gelten. Er verzögert die schon lang-

samere Bewegung der Stahlmolecüle so sehr, dass *DGM* der Null gleich wird. Dieselbe Wirkung hat er bei einem Eisendrahtbündel, dessen Verhalten in vielen Beziehungen dem eines Stahlstabs analog ist. Ohne ihn müsste *DGM* grösser sein bei dünnen Drähten als bei massiven Stäben. — Das Gleiche sollte man auch deshalb erwarten, weil bei dem Drahtbündel die in der Masse eines Eisenkerns selbst inducirten Ströme fortfallen —, da bei jenen die der Magnetisirung entgegenstehenden inneren Kräfte kleiner sind, die Molecularmagnete also bei Stromschluss ihren neuen Lagen mit grösserer Geschwindigkeit zueilen.

Bei der Schliessung des Stromes geht demnach der Einfluss des Extrastromes dahin, die Bewegung der Theilchen zu verzögern, Unterschiede, welche zwischen verschiedenen Körpern bestehen, auszugleichen.

Zu demselben Resultate ist Hr. Beetz¹⁾ gekommen, als er das Ansteigen des Magnetismus in Körpern verschiedener Gestalt, die bis zur Erreichung eines constanten Moments erforderliche Zeit maass. Er fand das Ansteigen des Magnetismus eben nicht verschieden in den Körpern der verschiedensten Form und schloss daraus, dass auf dasselbe der Extrastrom der Schliessung von einem Einfluss sei, gegen welchen der Einfluss der in den Eisenkernen inducirten Ströme oder der Zeit, welche die Molecularmagnete zu einer Ortsveränderung gebrauchen, verschwindet.

Ebenso wie *DPM* so ist auch *DGM* von *TM* abhängig. Es zeigt das die Tab. 81, wo bei constantem *PM* *DGM* mit *TM* wächst. Das Verhalten von *DGM* in der aufsteigenden Reihe der Kräfte dagegen wird sowohl von dem Einfluss der wachsenden *TM* wie auch durch den der *PM* beherrscht. Es nimmt *DGM* mit wachsendem *PM* ab, mit *TM* aber zu, woraus sich vielleicht die in der aufsteigenden Reihe schliesslich beobachtete kleine Abnahme theilweise erklärt.

1) A. a. O. p. 533 unter 31a.

Wenn also *DGM* wesentlich von dem Extrastrome der Schliessung beeinflusst wird, so kann *DPM* von dem Oeffnungsextrastrom in nur geringer Abhängigkeit stehen. Derselbe kann ja nur so lange wie der Funken andauern, welcher ihm den Leitungsweg bietet. Die Versuche, bei welchen der Strom, statt an Quecksilber, an Kupfer geöffnet wurde, gaben immerhin ein sehr wenig verschiedenes Resultat, trotzdem hier gewiss ein geringerer Theil des Extrastromes überging. Nehmen wir indess an, dass selbst der kleine Theil, welcher sich im Oeffnungsfunken ausgleicht, eine magnetisirende Wirkung hat, so wird dieselbe desto stärker hervortreten, je intensiver der Funken, also der Strom ist. Von grösserem Einfluss als der Oeffnungsfunken mit zunehmender Stromstärke sind die Ströme, welche in der Masse des Eisens selbst inducirt werden¹⁾ und welche PM_f über seinen wahren Werth erheben. Es folgt dies hier daraus, dass eine Abnahme von $\frac{PM_a - PM_f}{PM_a}$

nur bei massiven Stäben, nicht aber bei Drahtbündeln beobachtet wurde.

Den besten Beweis für die geringe Wirkungsfähigkeit des Oeffnungsextrastroms in allen Fällen, wo der Stromkreis der Magnetisirungsspirale geöffnet wurde, geben jedoch die Versuche, bei welchen der Extrastrom sich ganz entwickeln konnte und wo infolge dessen das Grössenverhältniss von PM_a und PM_f umgekehrt wurde bei dem Stahlstab und dem Eisendrahtbündel und stark der Einheit genähert wurde bei dem Eisenstab.

Von den Beobachtern, welche ihre Stäbe während der Dauer einer Beobachtungsreihe fest in der Spirale belassen, hat Hr. Holz²⁾ auf eigenthümliche Weise eine complicirende Wirkung des Oeffnungsextrastromes vermeiden wollen. Er bediente sich dazu derselben Vorrichtung einer Nebenschliessung, welche ich angewandt

1) Zu dem gleichen Resultate sind andere Beobachter (Dove, Beetz a. a. O. anter 31b) schon gelangt.

2) Pogg. Ann. Ergbd. VIII. p. 359 und 360.

Ann. d. Phys. u. Chem. N. F. V.

habe, um den Extrastrom sich ganz ausbilden und die Magnetisirungsspirale durchlaufen zu lassen. Hr. Holz hat die von ihm citirte Abhandlung von Helmholtz: Ueber die Dauer und den Verlauf der durch Stromeschwankungen inducirten electricischen Ströme¹⁾ missverstanden. Warum er mit der Nebenschliessung immer bedeutend grössere permanente Momente erhielt, als ohne dieselbe, ist nach den Versuchen (des III. Abschnittes verständlich, ohne dass „Oscillationen des primären Stromes“ zu Hülfe gerufen werden. Es bleibt weiter ein Einwand zu widerlegen, den man auf Grund der in der 2. Abh. III, 2 erhaltenen Resultate erheben kann.

Wenn der Stab sich bereits im Augenblick des Stromschlusses in der Spirale befindet, so wirkt wegen der Polarisation im Element die magnetisirende Kraft anfangs mit einer grösseren Intensität, als wenn der Stab erst nach vollzogenem Stromschluss langsam eingeschoben wird. Da aber die Abnahme der Intensität continuirlich erfolgt, so werden gerade so wie bei den in der 2. Abh. beschriebenen Versuchen die Molecularmagnete durch eine Art von Reibungswiderstand an einer der Stromabnahme entsprechenden Rückdrehung gehindert werden. Auf diese Weise könnte das grössere GM bei festliegenden Stäbe entstanden sein. Obgleich das Nichtstattfinden eines Unterschiedes von GM_f und GM_a gerade bei Stahlstäben, wo der genannte Widerstand am grössten ist, schon diesen Einwand beseitigt, so habe ich doch noch eine Versuchsreihe angestellt, bei welcher der Strom bis zur Erreichung eines vollkommen constanten Werthes durch eine Nebenschliessung von dem Widerstande der Spirale geschlossen blieb, ehe er auf den schon in der Spirale befindlichen Stab zur Wirkung kam. Dabei ergaben sich von den früheren nicht verschiedene Werthe der GM_f .

Endlich sei noch bemerkt, dass Beziehungen zu den

1) Pogg. Ann. LXXXIII, p. 505.

Wendepunkten und Maximis der Magnetisirung sich nicht haben nachweisen lassen, wie ein Blick in die Tabellen zeigt.

In neuerer Zeit sind mehrere sorgfältige Arbeiten zur Ermittlung der Magnetisirungsverhältnisse des Eisens und Stahls, zur Bestimmung der sogenannten Magnetisirungsfunction geliefert, leider aber selten das Verfahren befolgt worden, eine magnetisirende Kraft nur allmählich, nicht sofort, mit ihrer vollen Stärke zur Wirkung auf den Körper gelangen zu lassen und sie nachher ebenso allmählich wieder auf Null zu reduciren.

Ruths hat durchweg den Strom bei festliegendem Stabe geschlossen und geöffnet, ohne durch Umkehrung der Stromrichtung in der Magnetisirungsspirale den Stab in entgegengesetzten Richtungen zu magnetisiren. Die Folge dieses Verfahrens sind die negativen (anormalen) Werthe des permanenten Moments¹⁾ bei denjenigen seiner Stäbe (den am wenigsten gestreckten), welche eine Länge von 40 mm und eine Dicke von 3,65 — 6,5 mm besaßen.

Das gleiche, noch anderweit (s. oben) complicirte Verfahren hat Holz befolgt.

v. Quintus Icilius²⁾ hat bei den meisten seiner Versuche die Momente durch Ablenkungsbeobachtungen bestimmt und dabei den Strom umgekehrt bei festliegendem Stab. Ebenso Oberbeck³⁾, wenn anders ich dessen Worte auf p. 88 a. E. recht verstehe.

Bei einigen Versuchen von v. Quintus Icilius ist der beim Umkehren des magnetisirenden Stromes in einer secundären Spirale entwickelte Inductionsstrom gemessen; dem gleichen Verfahren folgte Stoletow⁴⁾ bei der Bestimmung der Magnetisirungsfunction eines Ringes.

Die vorliegende Arbeit wird zu der Ueberzeugung führen, dass auf solche Art niemals reine Resultate ge-

1) p. 38 d. angef. Abh.

2) Pogg. Ann. CXXI. p. 125.

3) Pogg. Ann. CXXXV. p. 74.

4) Pogg. Ann. CXXXXVI. p. 439.

wonnen werden können. Ich muss hierunter auch diejenigen meiner eigenen Versuche¹⁾ mitbegreifen, bei welchen die durch die Erde in einem Rotationsellipsoid von Stahl inducirten Momente durch rasche Umdrehung der Spirale um 180° mit und ohne Ellipsoid und Beobachtung des dabei in der Spirale entstehenden Inductionsstromes gemessen wurden. Auch hierbei muss der Einfluss der lebendigen Kraft, welche die Molecularmagnete bei ihrer Lagenveränderung erhalten, wenn auch nicht bedeutend, da die Ellipsoide aus Stahl bestanden, modificirend wirken.

Aus den Resultaten der genannten Arbeiten hat man nun gefolgert, dass zwischen der Erfahrung und der Neumann-Kirchhoffschen Theorie wahrnehmbare Differenzen bestehen. Ich denke, die Resultate der vorliegenden Abhandlung berechtigen zu der Vermuthung, dass es mit dieser Incongruenz vielleicht weniger schlimm bestellt sein wird, wenn man nur das Verfahren der Stromschliessung und -Oeffnung und der Stromumkehrung, während sich der zu prüfende Stab in der Spirale befindet, aufgeben wollte.

Göttingen, Juli 1878.

III. Ueber die galvanische Polarisation des Platins in Wasser; von Dr. Franz Exner.

(Aus dem LXXVII. Bde. der Sitzungsber. d. k. k. Acad. d. Wiss. II. Abth. Febr.-Heft. Jahrg. 1878; mitgetheilt vom Herrn Verfasser.)²⁾

Bei dem Mangel an genaueren Angaben über die Polarisation des Platins bei der Electrolyse des Wassers durch schwache Ströme, sowie den grossen Schwankungen in den Beobachtungen über das Maximum der Polarisation (1,5

1) Pogg. Ann. Ergbd. VII. p. 390.

2) Mit einigen redactionellen Kürzungen.

Die Red.

bis 2,5 D.) schien es mir nicht unwichtig, über die folgenden zwei Punkte Aufschluss zu erlangen: erstens, in welcher Weise wächst die electromotorische Kraft des Polarisationsstromes, wenn die des primären von 0 bis zu einem beliebigen endlichen Betrag ansteigt, der höher liegt, als der dem sogenannten Polarisationsmaximum entsprechende; und zweitens, welches können die Umstände sein, infolgederen verschiedene Beobachter für das Maximum der Polarisation so verschiedene electromotorische Kräfte erhielten. Um diese Fragen beantworten zu können, war es nöthig, die den verschiedenen primären Strömen entsprechenden electromotorischen Kräfte der Polarisation zu messen, sowie auch die electromotorischen Kräfte der primären Ströme selbst.

Ich habe mich bei diesen Messungen durchweg an Stelle der galvanometrischen Methode der electrometrischen bedient, wie dies auch zu gleichem Zwecke schon von Tait¹⁾ und von Fuchs²⁾ geschehen ist; der Vorzug der letzteren Methode ist gerade für derartige Untersuchungen in die Augen springend. Erstens ist man unabhängig von den Widerständen in der Leitung und zweitens ist man dadurch in den Stand gesetzt, den Polarisationsstrom im ungeschlossenen Zustande zu beobachten. Allerdings verschwindet auch hierbei die Polarisation mit der Zeit, allein der Vorgang ist dabei doch so stark verzögert, dass jede einfache, mit der Hand zu regulirende Wippenbewegung vollkommen ausreicht, den ganzen Betrag der Polarisation schnell und sicher am Electrometer erkennen zu lassen.

Die Anordnung der Apparate bei meinen Versuchen war die folgende: Um den Strom der Batterie *A* (Fig. 1) durch das Voltmeter *C* und kurze Zeit darauf den Polarisationsstrom von *C* in das

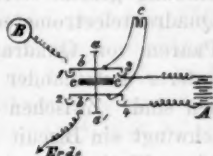


Fig. 1.

1) *Philos. Mag.* (4) XXXVIII. p. 243.

2) Pogg. Ann. CLVI. p. 156.

Electrometer zu schicken, respective seine electromotorische Kraft an demselben zu messen, war eine Wippe nöthig, die ihrer Construction nach mit der Pohl'schen identisch, dabei aber auch vollkommen isolirend sein musste.

Auf einem horizontalen, in Glaslagern drehbaren Glasstabe aa' als Axe sitzen transversal zwei voneinander vollkommen isolirte Kupferdrähte b und b' , die bei der Bewegung der Wippe die Contacte mit den Kupferbügeln 1 und 2, respective mit 3 und 4 herstellen. (Quecksilbercontacte waren absichtlich vermieden.) Das Umlegen der Wippe erfolgte mit der Hand durch einen Druck auf den Glasstreifen cc' , der parallel mit den Kupferdrähten b und b' auf der Glasaxe aa' isolirt aufsass; die Oberfläche dieses Glasstreifens war mit Metall belegt, um eine Reibung des Glases durch den niederdrückenden Finger zu vermeiden.

Die vier Kupferbügel 1, 2, 3 und 4 waren mittelst Schellackstäbchen auf einem gemeinsamen Brett befestigt, das gleichzeitig die Axenlager für den Stab aa' trug. Selbstverständlich waren die einzelnen Theile, sowie die Zuleitungen gut isolirt.

Während der Versuche blieben die beiden Pole der polarisirenden Säule A in beständiger Verbindung mit den Bügeln 3 und 4, sowie die Voltameterplatten mit den Kupferstäben b und b' (vgl. Fig. 1); durch das Umlegen der Wippe konnte so einmal das Voltameter mit der Säule, das andere mal mit dem Electrometer B in Verbindung gesetzt werden. Letzteres war ein Branly'sches Quadrantelectrometer von Bourbouze in Paris mit vier Paaren von Quadranten, von denen je ein oberer und unterer miteinander in der gewöhnlichen Weise verbunden sind. Zwischen den oberen und unteren Quadranten schwingt ein Biscuit aus Aluminium, aufgehängt an einem feinen Platindraht, dessen Schwingungen mittelst Fernrohr und Scala beobachtet werden. Zwei einander gegenüberstehende Quadrantenpaare werden mit dem einen Pol einer constanten Säule, die beiden anderen mit dem an-

deren Pole verbunden und das Biscuit mit seiner Axe parallel der Trennungslinie zweier Nachbarquadranten gestellt. Wird dem Biscuit von einem Leiter Electricität zugeführt, so gibt der am Spiegel beobachtete Ausschlag desselben ein Maass der Spannung.

Zur Ladung der Quadranten mit einem constanten Potential verwendete ich an Stelle der Hydrokette eine trockene Zamboni'sche Säule.¹⁾

Damit dem primären polarisirenden Strome eine beliebige, auch möglichst kleine electromotorische Kraft gegeben werden konnte, war die Säule *A* eine Noë'sche Thermosäule, bestehend aus achtzig linear angeordneten Elementen, deren einer Pol constant mit dem Kupferbügel 3 in Verbindung war; der Verbindungsdraht vom Bügel 4 her endigte in einen Reiter aus Kupfer, der mit Leichtigkeit auf ein beliebiges der an jedem Elemente der Säule angebrachten Abkühlungsbleche aufgesetzt werden konnte, so dass jede gewünschte Anzahl Noë'scher Elemente zur Polarisirung des Voltameters diene. In den wenigen Fällen, wo anstatt der Thermosäule eine Hydrokette verwendet wurde, ist dies in den nachfolgenden Beobachtungen besonders bemerkt.

Soll nun mittelst der angegebenen Vorrichtungen zuerst die electromotorische Kraft des primären Stromes und dann die der erzeugten Polarisation gemessen werden, so wird folgendermaassen verfahren. Die Pole der Säule sind mit den Bügeln 3 und 4 verbunden; die Wippe ist so gestellt, dass die Drähte *b*, *b'* von den Bügeln 3, 4 abstehen. Man verbindet nun den Bügel 3 mit dem Electrometer und 4 mit der Erdleitung, was durch Einhängen der betreffenden Leitungsdrähte in die Bügel sehr leicht geschieht (der zum Electrometer *B* führende Leitungsdraht muss hierbei natürlich mit einer isolirender Handhabe ver-

1) Soviel mir bekannt, hat Prof. v. Lang zuerst die Zamboni'sche Säule zur Ladung der Electrometer benutzt; die Anwendung derselben ist nicht nur ob der grossen Bequemlichkeit, sondern auch mit Hinblick auf die ausserordentliche Constanz dieser Säulen sehr empfehlenswerth.

sehen sein). Der Ausschlag, den das Electrometer infolge der Ladung des Biscuits bis zum Potential der Säule angibt, ist direct ein Maass der electromotorischen Kraft der Säule. Soll aber die Kraft der Polarisation gemessen werden, so wird, während *A* mit 3 und 4 in Verbindung bleibt, die Wippe umgeschlagen, so dass jetzt auch das Voltameter mit 3 und 4, somit auch mit der Säule in Contact ist, dagegen wird das Electrometer — nachdem es vorher natürlich entladen ist — mit 1 und die Erdleitung mit 2 verbunden. Schlägt man die Wippe um, so unterbricht man dadurch zunächst die Verbindung von Voltameter und Säule, leitet dagegen den einen Pol desselben zur Erde, den andern zum Electrometer; der Ausschlag des letzteren gibt nun ein Maass der electromotorischen Kraft der Polarisation. Dabei kann man selbstverständlich den Apparat wirklich als Wippe mit schnellem Wechsel benutzen, wenn es etwa durch zu rasches Abnehmen der Polarisation selbst im ungeschlossenen Kreise nöthig werden sollte; es genügt aber, wie man sich durch die Versuche leicht überzeugt, ein ganz langsames Umlegen mit der Hand unter allen Umständen.

Um die Ausschläge des Electrometers wirklich auszuwerthen, d. h. die gemessenen electromotorischen Kräfte auf bekannte Einheiten, z. B. das Daniell, zu reduciren, wurde zuerst das Electrometer successive mit 1, 2, 3, ... Pt-Zn-Elementen in destillirtem Wasser verbunden, während der entgegengesetzte Pol zur Erde abgeleitet war (zur Isolirung waren die Elemente in Paraffin eingelassen) und gleichzeitig die Angaben des Instrumentes beobachtet. Man erhielt die folgenden Resultate im Laufe mehrerer Tage, also zu ganz verschiedenen Zeiten.

Zahl d. Elem.	Nullp.	Ausschlag.	Abl.	Zahl d. Elem.	Nullp.	Ausschlag.	Abl.
1	845	864,5	19,5	3	848	908	60,0
1	849	869	20,0	4	849	929	80,0
1	766	786	20,0	5	872	971	99,0
1	856	876	20,0	5	877	978	101,0
2	846	885,5	39,5	6	884	1003	119,0

Innerhalb der stattgehabten Grenzen herrscht also zwischen den abgelesenen Ausschlägen und den Ladungen des Electrometers vollkommene Proportionalität. Nach diesen Versuchen wurde dem Instrumente eine andere Empfindlichkeit gegeben, so dass also die electromotorische Kraft eines solchen Pt-Zn-Elementes zu der des gleich zu erwähnenden Daniells nicht im Verhältnisse der jeweiligen Ausschläge steht. Alle folgenden Beobachtungen wurden jedoch bei vollkommen gleichbleibender Empfindlichkeit des Instrumentes gewonnen, sind also untereinander direct vergleichbar.

Behufs Reduction der späteren Beobachtungen auf die Normaleinheit 1 Daniell wurde zunächst der Ausschlag, den ein solches bewirkt, möglichst genau bestimmt, und zwar nach beiden Seiten, je nachdem der Zn- oder der Cu-Pol mit dem Electrometer in Verbindung war; der zweite Pol war stets zur Erde abgeleitet. Das Element war aus drei durch Heber miteinander communicirenden Gefässen, deren mittelstes destillirtes Wasser enthält, gebildet, das Zink stand in verdünnter Schwefelsäure.

Je nach der Verbindung der Pole ergaben sich die folgenden Resultate:

Cu — Electrometer. Zn — Erde.		Zn — Electrometer. Cu — Erde.	
Nullp = 82	} Abk = 35	Np = 787	} Ab = 35
Ausschl = 47		Aus = 822	
Np = 84	} Ab = 35	Np = 790	} Ab = 35
Aus = 49		Aus = 825	
Np = 98	} Ab = 34	Np = 793	} Ab = 34
Aus = 62		Aus = 827	
Np = 99	} Ab = 35	Np = 795	} Ab = 34
Aus = 64		Aus = 829	
Np = 100	} Ab = 35	Np = 800	} Ab = 35
Aus = 65		Aus = 835	
Np = 734	} Ab = 35	Np = 35	} Ab = 35
Aus = 699		Aus = 70	

Man erhält also nach beiden Seiten gut übereinstimmende Ausschläge, eine Bedingung, die erfüllt sein muss, wenn das Instrument richtig justirt, d. h. das schwingende Biscuit wirklich symmetrisch zu den Quadranten gestellt ist. Eine electromotorische Kraft gleich 1 Daniell bewirkt somit einen Ausschlag von 35 Scalentheilen.

Meine bisherigen Untersuchungen über Polarisation, deren Resultate zum grössten Theile einer späteren Publication vorbehalten bleiben müssen, haben ergeben, dass es zwei Umstände sind, die, wenn nicht berücksichtigt, auf das beobachtete Maximum der Polarisation von grösstem Einfluss sind. Der erste Umstand ist jene Erscheinung, welcher Helmholtz den Namen der electrolytischen Convection beilegte. Es reducirt sich dadurch die bei der Electrolyse des Wassers in diesem Falle zu leistende Arbeit auf ein Minimum, da, im Falle das Wasser z. B. Sauerstoff enthält, der electrolytisch ausgeschiedene Wasserstoff sich mit dem gelösten Sauerstoff wieder zu Wasser oxydirt, die schliesslich geleistete Arbeit also nichts weiter als eine andere Vertheilung des im Wasser freien Sauerstoffes ist, eine Arbeitsleistung von minimalem Werthe. Die Polarisation der Electroden während des durch electrolytische Convection unterhaltenen Stromes muss jedenfalls kleiner sein als die electromotorische Kraft des primären Stromes, was jedoch nicht mehr der Fall ist, wie die folgenden Versuche zeigen sollen, sobald das Wasser vollkommen gasfrei und somit keine electrolytische Convection vorhanden.

Die ohne Rücksicht auf diese Erscheinung angestellten Versuche können keine übereinstimmenden Resultate liefern, zunächst allerdings nur in Bezug auf die Polarisation, die von Strömen erregt wird, welche noch keine dauernde Wasserzersetzung hervorzurufen im Stande sind, deren electromotorische Kraft unterhalb etwa 1,5 Daniell liegt; allein es ist ausser Frage, dass auch beim Durchgang stärkerer Ströme diese Erscheinung noch eine Rolle spielt. Man darf ferner dabei nicht übersehen, dass die electrolytische Convection, die also stets verbun-

den ist mit einer Verminderung der Polarisation, offenbar um so intensiver auftritt, je grösser die Electrodenfläche ist, denn um so geringer wird ja die Dichtigkeit der an einem Punkte derselben ausgeschiedenen Gasmenge. Verwendet man als solche z. B. Wollaston'sche Spitzen, so dass schon bei einem geringen Strome der Wasserstoff mit relativ grosser Dichtigkeit abgelagert wird, so ist klar, dass zwar im ersten Momente des Stromschlusses in sauerstoffhaltigem Wasser electrolytische Convection eintreten muss, allein dieselbe wird in dem Maasse verschwinden, als der Sauerstoffvorrath in der Umgebung der Wasserstoff-electrode verbraucht wird. Erfolgt nun die Abscheidung des Wasserstoffes rascher als die äquivalente Menge Sauerstoffes durch Diffusion in der Flüssigkeit zugeführt wird, so muss die electrolytische Convection binnen kurzem ganz verschwinden und die Polarisation auf ihren wirklichen Werth steigen.

Da nun bei den Untersuchungen über Polarisation Electroden von sehr verschiedener Form angewendet wurden, so ist klar, dass die Resultate derselben in nicht zu grosser Uebereinstimmung stehen können.

Man könnte also, insolange man nicht mit vollkommen gasfreien Flüssigkeiten arbeitet, eine richtige Bestimmung der Polarisation nur dann erwarten, wenn man Ströme anwendet, deren Dichtigkeit hinreicht, auf die eben besprochene Weise die electrolytische Convection zu annulliren, wie zunächst z. B. bei Anwendung von Strömen, die eine lebhafte sichtbare Wasserzersetzung hervorrufen, wie sie ja meistens angewendet wurden, um das sogenannte Maximum der Polarisation zu bestimmen.

Allein während bei Anwendung nur schwacher Ströme der Werth der Polarisation durch die electrolytische Convection herabgedrückt wird, tritt unter diesen Umständen eine Erscheinung auf, die danach angethan ist, den Werth der Polarisation (des Maximums) in die Höhe zu rücken. Es sind dies die sogenannten secundären chemischen Processe, z. B. die bei grösseren Stromdichtigkeiten auftre-

conc.
pol.

tende Bildung des Wasserstoffsuperoxydes. Hierdurch können die von den verschiedenen Autoren mitgetheilten Werthe nicht unwesentliche Differenzen aufweisen, da die Versuchsbedingungen, unter welchen dieselben arbeiteten, keineswegs identisch waren. Auch das Absinken des Polarisationsmaximums bei höheren Temperaturen ist auf eine verminderte Bildung des Wasserstoffsuperoxydes zurückzuführen.

Ich beginne mit der Mittheilung derjenigen Versuche, die in vollkommen gasfreiem Wasser ausgeführt wurden, die also frei sind von electrolytischer Convection; dagegen ist es mir bisher nicht gelungen, den Einfluss der Bildung von Wasserstoffsuperoxyd bei Anwendung von Platinelectroden völlig zu beseitigen. Die nachfolgenden Beobachtungen stehen daher sämmtlich unter diesem Einflusse, der übrigens nur insofern von Belang ist, als es sich um den Werth des Polarisationsmaximums handelt.

I. Electroden Wollaston'sche Spitzen von feinstem Platindrahte, in destillirtem, ausgekochtem und evacuirtem Wasser.¹⁾

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Abl.	El. Kr.	Abl.	El. Kr.	Abl.	El. Kr.	Abl.	El. Kr.
1	0,03	1	0,03	54	1,54	53,5	1,53
7	0,20	7	0,20	68	1,94	67,5	1,90
13	0,37	12,5	0,36	74	2,11	70	2,00
15	0,43	15	0,43	81	2,31	71	2,03
21	0,60	21	0,60	89	2,54	71	2,03
31,5	0,90	32	0,91	108	3,09	71	2,03
36	1,03	36	1,03	141	4,03	71	2,03
45	1,28	45	1,28				

Hiernach steigt bei allmählich anwachsender electromotorischer Kraft des primären Stromes die electromo-

¹⁾ Die erste und dritte Columne der folgenden Tabellen enthalten die abgelesenen Ablenkungen, die zweite und vierte dieselben reducirt auf 1 Daniell als Einheit der electromotorischen Kraft.

torische Kraft der Polarisation in dem Maasse, dass sie bis zu einem gewissen Momente jederzeit gleich ist der des primären Stromes; sobald der primäre Strom die electromotorische Kraft = 2,03 Daniell erreicht, trägt eine weitere Steigerung derselben nicht mehr zur Vermehrung der Polarisation bei. Dies ist zugleich der Punkt, bei welchem sichtbare Zersetzung des Wassers beginnt.

II. Eine nach mehreren Tagen mit demselben Apparate ausgeführte Wiederholung ergab die folgenden Resultate:

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
5	0,14	5	0,14	47	1,34	48	1,37
10	0,28	10	0,28	53	1,51	53	1,51
16	0,46	16	0,46	62	1,77	62	1,77
20	0,56	20,5	0,57	68	1,94	68	1,94
26	0,74	26	0,74	73	2,09	71	2,03
33,5	0,96	34	0,97	70	2,29	71,5	2,04
40	1,14	39,5	1,13	135	3,86	71	2,03
				159	4,54	71,5	2,04

Diese Reihe ist mit der vorhergehenden vollkommen übereinstimmend, auch hier steigt die Polarisation linear mit dem primären Strome an bis zu dem Maximalwerthe (2,03 D.), um von da ab constant zu bleiben.

III. Lufthaltiges, mit Schwefelsäure angesäuertes Wasser; Wollaston'sche Spitzen.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
10	0,28	10	0,28	60	1,71	56	1,60
17	0,49	17	0,49	68	1,94	56,5	1,61
25	0,71	24,5	0,70	95	2,71	56	1,60
38	1,09	38	1,09	124	3,54	56	1,60
47	1,34	47	1,34				

Das Maximum der Polarisation liegt hier somit bei 1,60 D., also tiefer als früher; dass hierbei keine electrolytische Convection bemerkbar, selbst wenn das angesäuerte Wasser während den Versuchen mit Luft in Berührung ist, erhellt daraus, dass bis zum Eintritte des Maximums die Werthe für den primären und den Polarisationsstrom vollkommen gleich sind.

Den Einfluss grösserer Stromstärken auf die durch Bildung des Wasserstoffsuperoxydes bedingte Lage des Polarisationsmaximums ergibt die folgende Beobachtung. Dasselbe Voltameter wie in III wurde successive mit den Strömen von 1—12 grossen Smee'schen Elementen beschickt.

IV.

Primärer Strom.	Polarisation.		Primärer Strom.	Polarisation.	
	Ablenkung	D = 1		Ablenkung	D = 1
1 Smee (37) ¹⁾	37	1,06	7 Smee	67	1,91
2 „ (73)	58	1,66	8 „	69	1,97
3 „ (111)	60	1,71	9 „	71	2,03
4 „	62	1,77	10 „	72	2,06
5 „	63	1,80	11 „	72	2,06
6 „	65	1,86	12 „	72	2,06

Bei Anwendung von nur 1 Smee'schen Elemente ist somit die Polarisation gleich dem primären Strome; bei 2 Elementen bleibt sie schon beträchtlich hinter demselben zurück, offenbar weil das normale Maximum schon erreicht ist, das nach III bei 1,60 läge. Allein während bei III unter Anwendung noch höherer electromotorischer Kräfte des primären Stromes das Maximum seinen Werth nicht mehr ändert, sieht man bei IV mit wachsender Zahl der Elemente dasselbe noch langsam in die Höhe rücken. Dabei ist nun nicht zu übersehen, dass bei III in Folge des sehr grossen inneren Widerstandes der Noë'schen

1) Die eingeklammerten Zahlen sind gleichzeitig beobachtete Electrometerablenkungen und dienen zum Vergleich mit den übrigen Beobachtungen.

Säule eine weitere Einschaltung von Elementen die Intensität des Stromes so gut wie gar nicht mehr steigerte, wogegen bei IV dieselbe nahezu proportional mit der Elementenzahl wächst. Da nun die Bildung des Wasserstoffsuperoxydes durch grössere Stromstärken wesentlich gefördert wird, so stimmt dies

vollkommen mit der Ansicht überein, dass das allmähliche Anwachsen des Maximums bis zu einem schliesslichen Werthe von 2,06 D. durch eine ebenso successive fortschreitende Bildung des Wasserstoffsuperoxydes bedingt wird.

In nicht angesäuertem Wasser zwischen Platinspitzen scheint diese Bildung viel schneller vor sich zu gehen, da bei den Beobachtungen I und II die Polarisation sofort bis zum Werthe 2,03 D. ansteigt — also fast genau demselben Werth wie hier — um auf denselben constant zu bleiben.

In Fig. 2 sind die Beobachtungen I, III und IV graphisch dargestellt; als Abscissen sind die electromotorischen Kräfte des primären Stromes, als Ordinaten die der zugehörigen Polarisation aufgetragen. Der Einfluss der Ansäuerung des Wassers einerseits (I, III) und der Vermehrung der Intensität des primären Stromes (III, IV) anderseits auf den Verlauf der Polarisation und dessen schliessliches Maximum ist hieraus klar ersichtlich.

Bei Anwendung von Platinblechen als Electroden ändert sich der Verlauf der ganzen Erscheinung nicht wesentlich, nur ist es dann zur Vermeidung der electrolytischen Convection nöthig, mit möglichster Sorgfalt die Evacuation des Wassers auszuführen.

Der folgende Versuch bezieht sich auf destillirtes und evacuirtes Wasser zwischen Platten als Electroden.

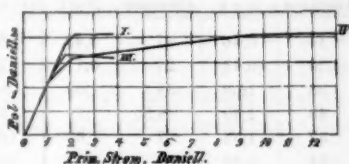


Fig. 2.

V.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
16	0,46	17	0,49	68	1,94	59	1,69
25	0,71	25	0,71	76	2,17	60	1,71
38	1,09	38	1,09	83	2,37	59,5	1,70
49	1,40	48,5	1,39	97	2,77	60	1,71
57	1,63	57	1,63	120	3,43	60	1,17
64	1,83	60	1,71	148	4,23	60	1,17

Von electrolytischer Convection ist also bei guter Evacuation des Wassers nichts zu bemerken. Dass das Maximum hier tiefer liegt als in den vorhergehenden Beobachtungsreihen, ist wohl nur wieder auf eine geringere Bildung des Wasserstoffsuperoxydes infolge der geringeren Stromdichtigkeit an den Electroden zu schreiben.

Nach mehreren Tagen war das Wasser des Voltameters lufthaltig geworden und zeigte electrolytische Convection; auf's Neue evacuirt ergab es mit V identische Resultate:

VI.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
15	0,43	15	0,43	80	2,29	60	1,71
38	1,09	37	1,06	108	3,09	60	1,71
57	1,63	57	1,03	140	4,00	60	1,71

Die folgenden Versuche zeigen den grossen Einfluss der electrolytischen Convection auf den Gang der Polarisation. Das destillierte Wasser war zuerst evacuirt und dann mit Luft einige Minuten geschüttelt und wurde zwischen blanken Platinplatten electrolysirt.

VII.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
20	0,56	20	0,56	58	1,66	50	1,43
34	0,97	34	0,97	62	1,77	50	1,43
47	1,34	42	1,20	115	3,29	50	1,43

Hier bleibt bis zu einer Spannung von 0,97 D. Gleichheit zwischen beiden Strömen bestehen; aber schon bei Spannungen unter 1,34 D. wird das Zurückbleiben des Polarisationsstromes deutlich bemerkbar, es geht also schon bei so niedriger Spannung des primären Stromes ein Theil desselben durch das Wasser — der sich auch galvanometrisch und electrometrisch nachweisen lässt — was eben das Vorhandensein der electrolytischen Convection klar legt.

In Wasser, welches viele Wochen frei mit der Atmosphäre in Berührung war und viel grössere Quantitäten Sauerstoff absorbirt enthält, bleibt der Polarisationsstrom schon bei den allergeringsten Spannungen hinter dem primären zurück.

Dass durch Kochen allein die Luft dem Wasser nicht ganz entzogen werden kann, erhellt aus der folgenden Beobachtung, die mit demselben Voltameter während heftigen Siedens des Wassers angestellt wurde.

VIII.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
24	0,69	24	0,69	61	1,74	50	1,43
35	1,00	34,5	0,96	90	2,56	50	1,43
52	1,49	42	1,20				

Es zeigt sich hier kein wesentlicher Unterschied mit Beobachtung VII, was erklärlich ist, wenn man bedenkt, dass ja ganz minimale Spuren freien Sauerstoffs hinreichen, eine beträchtliche electrolytische Convection hervorzurufen, da in destillirtem Wasser ja auch die Menge des electrolytisch ausgeschiedenen Wasserstoffes nur eine äusserst geringe ist.

Noch deutlicher zeigt sich die electrolytische Convection in angesäuertem Wasser zwischen Platinplatten.

IX.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
7	0,20	7	0,20	60	1,71	53	1,51
13	0,37	13	0,37	98	2,80	53	1,51
30	0,86	26	0,74	130	3,71	53	1,51
42	1,20	38	1,09				

Hier ist das Zurückbleiben der Polarisation schon unterhalb des Maximums unverkennbar. Durch Verwendung einer grösseren Anzahl Noë'scher Elemente wird die Intensität des Stromes hier wieder nicht mehr wesentlich gesteigert — da angesäuertes Wasser einen verschwindend kleinen Widerstand im Verhältniss zur Säule darstellt — es bleibt daher das Maximum constant auf 1,51 D. Wendet man aber an Stelle der Noë'schen Säule wieder eine Smee'sche Batterie an, deren Widerstand gering ist, so kann man die bei wachsender Intensität fortschreitende Bildung des Wasserstoffsperoxydes am allmählichen Aufwärtsrücken des Polarisationsmaximums deutlich verfolgen. — Der folgende Versuch gibt ein Beispiel hierfür.

X. Angesäuertes Wasser zwischen Platinplatten.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Anzahl Smee	Ablenkung	D = 1		Anzahl Smee	Ablenkung	D = 1	
1	24	0,69		7	67	1,91	
2	51	1,46		8	67	1,91	
3	56	1,60		9	67	1,91	
4	61	1,74		10	67	1,91	
5	63	1,80		11	67	1,91	
6	64	1,83		12	67	1,91	

Die electrolytische Convection ist hier schon von der ersten Beobachtung ab bemerkbar, da 1 Smee für sich die Ablenkung = 37 und 2 Smee eine solche = 74 hervorrufen würden. Das allmähliche Ansteigen der Polarisation

bis zum Maximum ist in dieser Weise immer nur zu bemerken, wenn der primäre Strom Intensität genug besitzt, um eine lebhaftere Zersetzung des Wassers zu unterhalten.

Die bisher mitgetheilten Versuche sind stets mit blankem Platin ausgeführt; die folgenden mit platinirtem Platin erhaltenen Resultate zeigen, dass auch dieser Umstand wenigstens für den Werth des Maximums nicht ohne Einfluss ist.

XI. Platinirte Platinplatten in destillirtem ausgekochtem und evacuirtem Wasser.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
13	0,37	13	0,37	38	1,09	38	1,09
19	0,54	19	0,54	110	3,14	59	1,69
25	0,71	25	0,71	130	3,71	59	1,69

Die electrolytische Convection kann auch bei platinirtem Platin vermieden werden, wie die vorstehende Tabelle zeigt; allein binnen kurzer Zeit nach dem Evacuiren tritt dieselbe doch wieder auf, offenbar infolge davon, dass Luft aus dem Innern des Platins allmählich an die Oberfläche desselben dringt. — Der Werth des Maximums ist fast genau derselbe, wie er mit blankem Platin unter gleichen Umständen gefunden wurde.

XII. Platinirte Platindrähte (0,3 mm Durchmesser) in destillirtem evacuirtem Wasser.

Primärer Strom.		Polarisation.		Primärer Strom.		Polarisation.	
Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1	Ablenkung	D = 1
17	0,49	17	0,49	85	2,43	57	1,63
26	0,74	25,5	0,73	110	3,14	57	1,63
37	1,06	36,5	1,04	145	4,14	57	1,63
38	1,09	38	1,09	6 Smee	7,06	57	1,63
49	1,40	49	1,40				

Diese Beobachtung ist ebenfalls frei von electrolytischer Convection; die Resultate auch für das Maximum stimmen mit der unter XI gefundenen überein. Er-

wähnenswerth ist noch, dass die letzte Beobachtung, mit 6 Smee'schen Elementen ausgeführt, keine Aenderung des Polarisationsmaximums bewirkte.

Zu der folgenden gelegentlichen Beobachtungsreihe über den Einfluss der Temperatur auf den Werth des Polarisationsmaximums wurde das Voltameter mit Platinspitzen und evacuirtem reinem Wasser benutzt, das schon zur Beobachtung I diente. Der primäre Strom wurde von der ganzen Noë'schen Säule, also circa 4 D. geliefert.

XIII.

Temperatur			Polarisationsmaximum.		
Gr. Celsius.	Ablenkung	D = 1	Gr. Celsius	Ablenkung	D = 1
25	71	2,03	Während der Abkühlung des Voltameters gemessen:		
53	70	2,00			
55	69	1,97			
60	68	1,94			
63	67	1,91			
68	65	1,86	66	67,5	1,90
75	64	1,83	50	70,5	2,01
			43	70,5	2,01
81	63,5	1,80	15	71,5	2,04

Diese Abnahme des Polarisationsmaximums bei höheren Temperaturen ist wohl unzweifelhaft einer geringeren Bildung des Wasserstoffsuperoxydes zuzuschreiben. Die absoluten Werthe stimmen gut mit den von Beetz¹⁾ nach der Compensationsmethode erhaltenen überein.

Aus dem vorstehend mitgetheilten Beobachtungsmateriale erhellt, dass man, um richtige Werthe der Polarisation zu erhalten, vollkommen frei sein muss von electrolytischer Convection. Ist diese Bedingung aber erfüllt, so ist die electromotorische Kraft der Polarisation bei von 0 anwachsender electromotorischer Kraft des primären Stromes immer absolut gleich der letzteren bis zu einem gewissen Punkte, von dem an die Polarisation constant bleibt, unbekümmert um das weitere Wachsen des

1) Pogg. Ann. LXXIX.

primären Stromes. Der Punkt der Constanz ist zugleich der Moment, in dem dauernde Zersetzung des Wassers eintritt. Der Werth dieses Constanzpunktes, oder mit andern Worten des Maximums der Polarisation wird aber wesentlich bedingt durch eine secundäre electrolytische Erscheinung, die Bildung von Wasserstoffsuperoxyd, die selbst wieder ausserordentlich veränderlich ist mit den Versuchsbedingungen; im allgemeinen scheint dieser Einfluss sich um so mehr geltend zu machen, je grösser die Stromdichtigkeit an den Electroden ist. In diesem letzteren Umstande ist auch unzweifelhaft der Grund zu suchen, warum die Angaben der einzelnen Autoren über den Werth des Polarisationsmaximums so sehr voneinander differiren.

IV. Untersuchungen über die Höhe der Atmosphäre und die Constitution gasförmiger Weltkörper; von A. Ritter.

Erste Abtheilung.

§ 1. Indifferenten Gleichgewichtszustand der Atmosphäre.

Wenn an irgendeiner Stelle in der ruhenden Atmosphäre einem Lufttheilchen eine aufsteigende Bewegung mitgetheilt wird, so beginnt dasselbe sich auszudehnen, und infolge dieser Ausdehnung wird die Temperatur desselben sich erniedrigen. Die langsam aufsteigende Bewegung des sich selbst überlassenen Lufttheilchens wird eine gleichförmige sein, wenn bei jeder Lage desselben Auftrieb und Gewicht einander das Gleichgewicht halten. Diese Bedingung wird erfüllt sein, wenn die Temperatur des aufsteigenden Lufttheilchens stets übereinstimmt mit der Temperatur der benachbarten ruhenden Luft.

Da bei Gleichheit der Temperaturen keine Wärmeübertragung stattfindet, so wird in diesem Falle zugleich die Bedingung für die adiabatische Ausdehnung des aufsteigenden Lufttheilchens erfüllt sein. Das gleichförmige Emporsteigen und die adiabatische Ausdehnung sind daher an die gemeinschaftliche Bedingung geknüpft: dass in der ruhenden Atmosphäre die Temperatur mit zunehmender Höhe genau nach demselben Gesetze abnimmt, nach welchem die Temperatur eines aufsteigenden Lufttheilchens abnehmen würde. Wenn diese Bedingung überall erfüllt ist, so befindet sich die Atmosphäre im indifferenten Gleichgewichtszustande. Der Gleichgewichtszustand würde dagegen ein labiler oder stabiler sein, wenn die Temperatur nach oben hin resp. rascher oder langsamer abnähme, als die Temperatur eines aufsteigenden Lufttheilchens abnehmen würde.¹⁾

Der indifferente Gleichgewichtszustand darf in gewissem Sinne als der natürliche oder normale Zustand der Atmosphäre bezeichnet werden, insofern bei zeitweiligem Vorhandensein des labilen Gleichgewichtszustandes stets solche Bewegungen entstehen werden, welche eine Rückkehr zu dem indifferenten Gleichgewichtszustande herbeiführen, während dem längeren Andauern des stabilen Gleichgewichtszustandes meistens die verhältnissmässig hohe Temperatur an der Erdoberfläche als Hinderniss sich entgegenstellen wird. Ueberhaupt ist der Zustand des indifferenten Gleichgewichtes als derjenige zu betrachten, welcher bei vollständigem Durcheinanderrühren der verschiedenen Luftschichten aus beliebig gegebenem Anfangszustande als jedesmaliger Endzustand hervorgehen würde.

Befördert und begünstigt wird eine derartige Herbeiführung des indifferenten Gleichgewichtszustandes durch locale, von der strahlenden Sonnenwärme erzeugte labile

1) Vgl. Reye: „Die Wirbelstürme, Tornados und Wettersäulen in der Erdatmosphäre.“ Hannover. Carl Rümpler. 1872.

Gleichgewichtszustände, vielleicht auch durch die von Sonne und Mond hervorgebrachten atmosphärischen Fluthwellen, insbesondere aber durch die Unebenheiten der Erdoberfläche, durch welche die längs der letzteren sich verschiebenden Luftmassen stets verticale Bewegungscomponenten mitgetheilt erhalten.

Unter Voraussetzung des indifferenten Gleichgewichtszustandes der Atmosphäre würde man die Höhe derselben mittelst des folgenden Satzes berechnen können:

Die Wärmequantität, welche einer bis auf den Nullpunkt der absoluten Temperatur abgekühlten Luftmasse mitgetheilt werden müsste, um dieselbe bei constantem atmosphärischen Gegen- drucke in denjenigen Zustand überzuführen, in welchem die unterste Schicht der Atmosphäre sich befindet, bildet das Wärmeäquivalent für diejenige mechanische Arbeit, welche erforderlich sein würde, um ebendieselbe Luftmasse von der Erdoberfläche bis zur Grenze der Atmosphäre emporzuheben.

§ 2. Berechnung der Atmosphärenhöhe für ein vollkommenes Gas.

Von der Richtigkeit des am Schlusse des vorigen Paragraphen aufgestellten Satzes kann man sich durch die folgenden Betrachtungen überzeugen, zunächst unter der Voraussetzung, dass die Atmosphäre keinen Wasserdampf enthält, und dass die trockene atmosphärische Luft die Eigenschaften eines sogenannten vollkommenen Gases besitzt.

Denkt man sich an der Erdoberfläche unter dem daselbst stattfindenden atmosphärischen Drucke 1 kg Luft von der absoluten Temperatur $T = 0$, und die Forderung gestellt, dieses Luftkilogramm solle bis zur Höhe H der oberen Grenze der Atmosphäre hinaufbefördert werden, so ergeben sich zwei verschiedene Wege dieser Forderung zu genügen, ein directer und ein indirecter Weg.

Der erstere würde darin bestehen, dass man jenes Luftkilogramm direct bis zu jener Höhe emporhebt und daselbst mit der übrigen atmosphärischen Luft sich vermischen lässt. Da der absoluten Temperatur $T=0$ bei endlicher Grösse des Druckes das Volumen $v=0$ entspricht, so würde der Auftrieb ebenfalls die Grösse Null haben. Die zum Emporheben erforderliche mechanische Arbeit hat also die Grösse:

$$(1) \quad \mathfrak{A} = 1 \cdot H.$$

Der zweite indirecte Weg würde darin bestehen, dass man dem Luftkilogramm zunächst an der Erdoberfläche so viel Wärme zuführt, bis dasselbe die Temperatur der daselbst befindlichen Luft annimmt und alsdann dem Luftkilogramm eine beliebig klein zu wählende, vertical aufwärts gerichtete Anfangsgeschwindigkeit mittheilt, vermöge welcher dasselbe ebenfalls bis zur oberen Grenze der Atmosphäre emporsteigen wird. Da jene Wärmezuführung bei constantem Drucke stattfand, so ist die erforderliche Wärmequantität zu berechnen aus der Gleichung:

$$(2) \quad Q = c_p T_0,$$

in welcher T_0 die Temperatur der Luft an der Erdoberfläche und $c_p = 0,2375$ die specifische Wärme der Luft bei constantem Drucke bedeutet.

Da die hervorgebrachte Wirkung in beiden Fällen dieselbe ist, so ergibt sich aus den Principien der mechanischen Wärmetheorie, dass der Verbrauch von Arbeit oder Wärme ebenfalls in beiden Fällen derselbe sein muss. Wenn also mit A ($= \frac{1}{424}$) das Wärmeäquivalent für 1 Meterkilogramm bezeichnet wird, so ist:

$$(3) \quad AH = c_p T_0$$

zu setzen, und man erhält z. B. für $T_0 = 273$ (oder $t = \text{Null Grad Celsius}$) den Werth:

$$(4) \quad H = 424 \cdot 0,2375 \cdot 273 = 27\,491,1 \text{ m.}$$

Die Höhe der Atmosphäre würde also in diesem Falle 3,705 geographische Meilen betragen.

[Zu demselben Resultate würde man mit Benutzung der Gleichungen der mechanischen Wärmetheorie auf folgende Weise gelangen.

Wenn mit γ das Gewicht eines Cubikmeters Luft und mit p der Druck pro Quadratmeter in der Höhe z über der Erdoberfläche bezeichnet wird, so hat die der Höhenänderung dz entsprechende Druckänderung die Grösse:

$$(5) \quad dp = -\gamma dz.$$

Für die Wärmequantität, welche einem Kilogramm trockener Luft zugeführt werden muss, wenn gleichzeitig die Temperaturzunahme dT und die Druckzunahme dp hervorgebracht werden soll, gibt die mechanische Wärmetheorie die Gleichung:

$$(6) \quad dQ = c_p dT - Av dp.$$

Denkt man sich in der Höhe z über der Erdoberfläche ein Kilogramm Luft ohne Wärmezuführung um die Höhe dz nach oben verschoben, so ergibt sich für die eintretende Temperaturänderung die Gleichung:

$$(7) \quad 0 = c_p dT - Av dp.$$

Da das Gewicht der Luftmasse 1 kg beträgt, so ist $\gamma v = 1$, oder nach Gleichung (5):

$$(8) \quad v = -\frac{dz}{dp}$$

zu setzen, und nach Substitution dieses Werthes nimmt die vorhergehende Gleichung die folgende Form an:

$$(9) \quad 0 = c_p dT + A dz. ^1)$$

Für die ganze Höhe der Atmosphäre erhält man hier-nach die Gleichung:

1) Vgl. Mohn und Goldberg: „Ueber die Temperaturänderung in verticaler Richtung in der Atmosphäre.“ Ztschr. d. österr. Ges. f. Meteorologie. Nr. 8. Jahrg. 1878.

$$(10) \quad A \int_0^H dz = -c_p \int_{T_0}^0 dT,$$

welche nach Ausführung der angedeuteten Integration wieder zu dem oben (in Gleichung (3)) gefundenen Resultate führt].

Wenn man für die absolute Temperatur der untersten atmosphärischen Schicht den Werth: $T_0 = 1$ annähme, so würde aus Gleichung (3) der Werth: $H = 100,7$ m sich ergeben. Da bei Ableitung dieser Gleichung keinerlei Annahme gemacht wurden hinsichtlich des Druckes oder der Dichtigkeit der untersten atmosphärischen Schicht, so ergibt sich das bemerkenswerthe Resultat: dass bei dem vorausgesetzten vollkommenen Gaszustande der Atmosphäre die Höhe derselben vollkommen unabhängig sein würde von der Dichtigkeit derselben an der Erdoberfläche. Dem Werthe: $T_0 = 1$ würde daher unter allen Umständen der Werth $H = 100,7$ m entsprechen — bei einem Weltkörper von der Grösse und Masse der Sonne würde die Höhe der Atmosphäre sogar nur 3,67 m betragen — selbst dann wenn der Druck an der Oberfläche Tausende von Atmosphären betrüge.

§ 3. Atmosphäre von reinem Wasserdampfe.

Mit Benutzung des am Schlusse des § 1 aufgestellten Satzes kann man die Höhe, welche eine aus reinem Wasserdampfe bestehende Erdatmosphäre bei adiabatischem Zustande haben würde, auf folgende Weise berechnen. Der Einfachheit wegen soll bei dieser Berechnung zunächst vorausgesetzt werden, dass die unterste Schicht dieser hypothetischen Atmosphäre aus gesättigtem Wasserdampfe von der Temperatur: $T_0 = 273$ (oder Null Grad Celsius) besteht.

Wenn mit ζ die mittlere spezifische Wärmes des Eises zwischen den Temperaturgrenzen: $T = 0$ und $T = T_0$ bezeichnet wird, so ist: ζT_0 diejenige Wärmequantität,

welche einem Kilogramm Eis von der Temperatur $T = 0$ zugeführt werden muss, um dasselbe bis zur Temperatur $T = T_0$ zu erwärmen, und wenn mit L_0 die Verdampfungswärme des Eises bei der Temperatur T_0 bezeichnet wird, so hat die Wärmequantität, welche jenem Eiskilogramm im ganzen zugeführt werden müsste, um dasselbe erst bis zur Temperatur T_0 zu erwärmen und nachher in gesättigten Dampf von dieser Temperatur zu verwandeln, die Grösse:

$$(11) \quad Q = \zeta T_0 + L_0.$$

Indem man das Wärmeäquivalent derjenigen mechanischen Arbeit, welche zum Heben jenes Eiskilogramms bis zur Höhe H erforderlich sein würde, der obigen Wärmequantität gleich setzt, erhält man die Gleichung:

$$(12) \quad AH = \zeta T_0 + L_0.$$

Hierin ist: $L_0 = 606,5 + 80$ zu setzen und wenn man zugleich annäherungsweise: $\zeta = 0,5$ setzt, so erhält man aus dieser Gleichung für H den Werth:

$$(13) \quad H = 424(0,5 \cdot 273 + 686,5) = 348\,952 \text{ m.}$$

Aus den oben gemachten Voraussetzungen würde demnach für die reine Wasserdampfatosphäre eine Höhe von circa 47 geographischen Meilen sich ergeben. (Beim Niedersinken der Condensationsproducte würde dieselbe eine noch grössere Höhe annehmen.)

[Zu demselben Resultate würde man mit Benutzung der Gleichungen der mechanischen Wärmetheorie auf folgende Weise gelangen.

Für die Wärmequantität, welche erforderlich ist, um in einem Gemische von x Kilogrammen Dampf und $1 - x$ kg Wasser die Temperaturerhöhung dT hervorzubringen, liefert die mechanische Wärmetheorie die Gleichung:

$$(14) \quad dQ = cdT + Td\left(\frac{xr}{T}\right),$$

in welcher c die spezifische Wärme und r die Verdampfungswärme des Wassers bei der Temperatur T bedeutet.

Wenn man in obiger Gleichung $dQ = 0$ setzt, dem Falle der adiabatischen Zustandsänderung entsprechend, und dieselbe nachher integrirt (wobei die Grösse c annäherungsweise als eine constante Grösse behandelt werden darf), so gelangt man zu den folgenden Gleichungen:

$$(15) \quad 0 = cdT + Td\left(\frac{xr}{T}\right),$$

$$(16) \quad \int_{T_0}^T d\left(\frac{xr}{T}\right) = -c \int_{T_0}^T \frac{dT}{T},$$

$$(17) \quad \frac{xr}{T} - \frac{x_0 r_0}{T_0} = c \log\left(\frac{T_0}{T}\right).$$

Der letzteren kann man mit Zuziehung der Clapeyron-Clausius'schen Gleichung:

$$(18) \quad \frac{r}{T} = Au \frac{dp}{dT},$$

in welcher u die bei isothermischer Verdampfung eines Kilogramms Wasser eintretende Volumenvergrößerung bedeutet, auch die folgende Form geben:

$$(19) \quad A x u \frac{dp}{dT} = \frac{x_0 r_0}{T_0} + c \log\left(\frac{T_0}{T}\right).$$

Da das spezifische Volumen des Wassers als verschwindend klein im Verhältniss zum spezifischen Volumen des Dampfes von gleicher Temperatur vernachlässigt werden darf, so kann $xu = v$ gesetzt werden; man erhält dann die Gleichung:

$$(20) \quad A v \frac{dp}{dT} = \frac{x_0 r_0}{T_0} + c \log\left(\frac{T_0}{T}\right).$$

Wenn man hierin L_0 statt r_0 und ζ statt c setzt, so ergibt sich für ein Gemisch von Eis und Dampf die analog gebildete Gleichung:

$$(21) \quad A v \frac{dp}{dT} = \frac{x_0 L_0}{T_0} + \zeta \log\left(\frac{T_0}{T}\right).$$

Da die unterste Atmosphärenschicht der Voraussetzung nach aus gesättigtem Dampfe von der Temperatur T_0

= 273° bestehen sollte, so ist $x_0 = 1$ zu setzen, und wenn man ausserdem für v den aus Gleichung (8) zu entnehmenden Werth substituirt, so kann man der obigen Gleichung auch die folgende Form geben:

$$(22) \quad A dz = - \left(\frac{L_0}{T_0} + \zeta \log T_0 \right) dT + \zeta \log T dT.$$

Indem man diese Gleichung integrirt, auf der rechten Seite zwischen den Grenzen T_0 und Null, auf der linken zwischen den Grenzen Null und H , gelangt man wieder zu dem oben in Gleichung (12) gefundenen Resultate].

§ 4. Gemisch von Dämpfen und vollkommenen Gasen.

Nachdem der am Schlusse des § 1 aufgestellte Satz sowohl für den Fall eines sogenannten vollkommenen Gases als auch für den Fall eines beim Aufsteigen partiell seinen Aggregatzustand wechselnden Dampfes als brauchbar sich erwiesen hat, überzeugt man sich leicht, dass jener Satz auch für ein beliebiges Gemisch von Dämpfen und vollkommenen Gasen noch seine Gültigkeit behalten wird. Als Beispiel einer so zusammengesetzten Atmosphäre kann die wirkliche Erdatmosphäre gelten, insofern dieselbe als ein Gemisch von Wasserdampf und trockener atmosphärischer Luft zu betrachten ist, welche letztere vorläufig noch als ein vollkommenes Gas behandelt werden soll.

Für die Wärmequantität, welche einem bis auf den Nullpunkt der absoluten Temperatur abgekühlten Gemische von φ Kilogramm Wasserdampf und ψ Kilogramm trockener Luft bei atmosphärischem Drucke zugeführt werden müsste, um dasselbe in den Zustand der untersten Atmosphärenschicht überzuführen, erhält man aus den Gleichungen (11) und (2) den Werth:

$$(23) \quad Q = \varphi (\zeta T_0 + L_0) + \psi c_p T_0,$$

wenn man, der Einfachheit wegen, wiederum voraussetzt, dass die unterste Schicht die Temperatur $T_0 = 273^\circ$ hat und dass dieselbe mit Wasserdampf gesättigt ist.

Die zum Heben des Gewichtes $\varphi + \psi$ auf die Höhe H erforderliche mechanische Arbeit hat die Grösse:

$$(24) \quad \mathfrak{A} = (\varphi + \psi) H.$$

Indem man das Wärmeäquivalent der letzteren gleich Q setzt, erhält man für die Höhe der Atmosphäre die Gleichung:

$$(25) \quad A(\varphi + \psi) H = \varphi (\zeta T_0 + L_0) + \psi c_p T_0.$$

Bei dem hier angenommenen Mischungsverhältniss entspricht dem Werthe:

$$\psi = 1 \text{ der Werth } \varphi = 0,00379.$$

Hiernach ergibt sich aus obiger Gleichung für H der Werth:

$$(26) \quad H = \frac{424}{1,00379} \left\{ 0,00379(0,5 \cdot 273 + 686,5) + 0,2375 \cdot 273 \right\} \\ = 28\,705 \text{ m.}$$

Unter den hier vorausgesetzten Umständen würde also die Höhe der wasserdampfhaltigen Atmosphäre: 3,868 geographische Meilen betragen.

Wenn die Temperatur der untersten atmosphärischen Schicht +30 Grad (statt Null Grad) Celsius betrüge, und wiederum angenommen wird, dass diese Luftschicht mit Wasserdampf gesättigt ist, so würde dem Werthe $\psi = 1$ der Werth $\varphi = 0,02694$ entsprechen. Da ferner im ganzen 832,124 Wärmeeinheiten erforderlich sein würden, um 1 kg Eis von der absoluten Temperatur Null zunächst um 273 Grad zu erwärmen, hierauf das Eis in Wasser von dieser Temperatur zu verwandeln, dann das Wasser bis auf +30 Grad Celsius zu erwärmen und endlich das Wasser in Dampf von dieser Temperatur zu verwandeln, so würde in diesem Falle für H der folgende Werth sich ergeben:

$$(27) \quad H = \frac{424}{1,02694} \left\{ 0,02694 \cdot 832,124 + 0,2375 \cdot 303 \right\}$$

$$\text{oder: } H = 38\,967 \text{ m} = 5,252 \text{ geogr. Meilen.}$$

§ 5. Kritik der aufgestellten Hypothesen.

Die im vorigen Paragraphen gefundenen Resultate lassen sich auf keinerlei Weise mit den Beobachtungsergebnissen in Uebereinstimmung bringen. Nach Schiapparelli ist aus den Sternschnuppenbeobachtungen mit Sicherheit zu schliessen: dass die Höhe der Erdatmosphäre jedenfalls mehr, und höchst wahrscheinlich beträchtlich mehr als 200 km beträgt¹⁾, während die Rechnungen des vorigen Paragraphen, selbst unter Annahme eines Dampfdruckes, wie derselbe in Wirklichkeit kaum irgendwo an der Erdoberfläche vorkommen dürfte, eine Höhe von weniger als 40 km ergaben.

Es scheint hieraus zu folgen, dass man gezwungen sein wird, von den beiden Hypothesen, welche den Rechnungen des vorigen Paragraphen zum Grunde gelegt wurden, mindestens die eine fallen zu lassen, nämlich entweder die Voraussetzung des indifferenten Gleichgewichtszustandes oder die Voraussetzung, dass die beiden Hauptbestandtheile der atmosphärischen Luft, der Sauerstoff und der Stickstoff, bei allen vorkommenden Zustandsänderungen die Eigenschaften eines sogenannten vollkommenen Gases wenigstens annäherungsweise beibehalten.

Gegen die Hypothese des indifferenten Gleichgewichtszustandes lassen sich allerdings gewichtige Einwände erheben, und keinenfalls wird dieselbe in aller Strenge der Wirklichkeit entsprechen, schon allein aus dem Grunde nicht, weil die an jedem Orte periodisch wiederkehrenden Wirkungen der Sonnenstrahlen fortwährende Störungen jenes Zustandes hervorbringen würden. Ausserdem verlangt jene Hypothese: dass die beim Aufsteigen der feuchten Luftmassen entstehenden flüssigen oder festen Condensationsproducte an allen Bewegungen derselben gerade so theilnehmen, wie wenn ihr specifisches Gewicht mit demjenigen der umgebenden Luft genau übereinstimmte. Wenn auch durch Annahme eines äusserst fein zertheilten

1) Schiapparelli „Entwurf einer astronomischen Theorie der Sternschnuppen“. Uebersetzt von Georg von Boguslawski. p. 4.

Zustandes jener Condensationsproducte die Stärke dieses Einwandes etwas abgeschwächt werden könnte, so wird derselbe doch immer seine Berechtigung behalten, und man wird jedenfalls zugeben müssen, dass die Hypothese des indifferenten Gleichgewichtszustandes, welche eine von unten nach oben bis auf den absoluten Nullpunkt abnehmende Temperatur bedingen würde, ihre schwachen Seiten hat. Auf der anderen Seite handelt es sich hier um so grosse Abweichungen der Rechnungsergebnisse von den Beobachtungsergebnissen, dass der Versuch, durch Annahme eines von dem indifferenten Gleichgewichtszustande abweichenden Zustandes der Atmosphäre jene Differenzen zu erklären, ebenfalls als ein misslicher betrachtet werden müsste.

Es entsteht daher die Frage: ob es nicht vielleicht vorzuziehen sein würde, statt dessen die zweite Hypothese fallen zu lassen: nämlich die Hypothese des permanenten Gaszustandes der beiden Gase: Sauerstoff und Stickstoff. Nach den schönen Entdeckungen von Raoul Pictet und Cailletet dürfte es wohl keinem Zweifel unterworfen sein, dass bei fortgesetzter adiabatischer Ausdehnung sowohl Sauerstoff als Stickstoff schliesslich in den flüssigen oder festen Aggregatzustand übergehen würden. (Nach Analogie des Wasserdampfes würde höchst wahrscheinlich dieser Wechsel des Aggregatzustandes in dem directen Uebergange aus dem gasförmigen in den festen Aggregatzustand bestehen). Wenn man demgemäss die Hypothese aufstellte, dass bei dem Aufsteigen der Luftmassen nicht nur der Wasserdampf, sondern auch der Sauerstoff und der Stickstoff schliesslich in den Schneewolkenaggregatzustand übergehen, so würden die oben hervorgehobenen Schwierigkeiten hierdurch vollständig beseitigt erscheinen.

In § 3 wurde schon unter Voraussetzung eines verhältnissmässig geringen Dampfdruckes in der untersten Schicht für die reine Wasserdampfatmosphäre eine Höhe von circa 349 km gefunden. Nach der dort angewendeten Berechnungsmethode würde man mit Leichtigkeit auch die Höhe einer

reinen Sauerstoffatmosphäre berechnen können, wenn die Schmelztemperatur, die specifische Wärme und die Verdampfungswärme des festen Sauerstoffs bereits bekannt wären, was leider noch nicht der Fall ist. Nach der Methode des vorigen Paragraphen würde man sodann für ein Gemisch von Wasserdampf, Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure ebenfalls sehr leicht die Höhe der Atmosphäre berechnen können, wenn die betreffenden Constanten bekannt wären, und es ist wohl anzunehmen, dass man für die Höhe H auf solche Weise Werthe finden würde, welche nicht sehr weit von dem für die reine Wasserdampfatmosphäre gefundenen, mit den Sternschnuppenbeobachtungen sehr gut übereinstimmenden Werthe: $H = 349$ km abweichen würden.

Die in den oberen Schichten der Atmosphäre fortwährend entstehenden und wieder verschwindenden Condensationsproducte des Sauerstoffs und des Stickstoffs werden höchst wahrscheinlich in äusserst fein zertheiltem Zustande sich befinden; denn jedenfalls wird eine solche Luftschneebildung, wenn dieselbe überhaupt stattfindet, erst beginnen in Regionen, wo die Luft bereits in so ausserordentlich verdünntem Zustande sich befindet, dass es der planetarischen Geschwindigkeit der Meteoriten bedarf, um das Vorhandensein einer Materie daselbst zu verathen. Es wird daher der Einwand: dass dieser hypothetische Luftschneewolkenschleier bisher der directen Wahrnehmung sich entzogen habe, die Haltbarkeit der hier vorgeschlagenen Hypothese kaum ernstlich gefährden können.¹⁾ Es scheint im Gegentheile der Gedanke wohl nähere Erwägung zu verdienen: ob nicht gewisse optische Erscheinungen und meteorologische Processe, wie z. B. die Farbe des Himmels, die Bildung von Cirruswolken,

1) Nach den Beobachtungen des Luftschiffers Tissandier können grosse Massen von Eiskrystallen („veritable Bänke von Eisnadeln“) in den höheren Luftregionen existiren, ohne die Klarheit des Himmels für den Beobachter unten an der Erdoberfläche zu trüben. (Ztschr. d. österr. Ges. für Meteorologie. Jahrg. 1878. Heft 17 und 18).

von Höfen und Nebensonnen, sowie die Nordlichterscheinungen mit dieser Hypothese in Verbindung zu bringen sein werden.

Die hier in Bezug auf die Erdatmosphäre gefundenen Resultate, insbesondere den am Schlusse des § 1 aufgestellten Satz würde man, wie in § 2 schon angedeutet wurde, auch auf die Atmosphären anderer Weltkörper anwenden können. Bei sehr kleinen Weltkörpern, wie z. B. den Meteoriten und Kometen, würde man in Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Gravitationskraft die Grösse H in den oben für die mechanische Arbeit derselben aufgestellten Gleichungen zu vertauschen haben mit der Grösse: $\frac{nH}{1 + \frac{H}{R}}$, wenn mit R der Radius des kugelför-

mig vorausgesetzten Weltkörpers, und mit ng die Fallbeschleunigung an der Oberfläche desselben bezeichnet wird wobei natürlich stets angenommen wird, dass die Masse der Atmosphäre klein ist im Verhältniss zur Masse des festen Weltkörpers.

Bei grossen Weltkörpern, wie z. B. Erde und Sonne, wird unter obiger Voraussetzung das Glied $\frac{H}{R}$ als verschwindend klein neben dem Gliede Eins vernachlässigt werden dürfen. Hiernach würde man bei der Berechnung der Sonnenatmosphäre dem Ausdrucke für die mechanische Arbeit überall den Factor $n = 27,44$ hinzuzufügen haben, woraus folgen würde, dass bei gleicher Beschaffenheit der untersten Schicht die Sonnenatmosphäre eine 27,44 mal kleinere Höhe haben würde als die Erdatmosphäre. Zur Erklärung der in Wirklichkeit sehr viel grösseren Höhe der Sonnenatmosphäre würde man nicht nur die sehr viel höhere Temperatur ihrer untersten Schicht, sondern namentlich auch die wahrscheinlich nicht unbeträchtliche Dissociationswärme ihrer Bestandtheile in Betracht zu ziehen haben.

§ 6. Temperatur der Luft im Innern des Erdkörpers.

Der am Schlusse des § 1 aufgestellte Satz behält auch dann noch seine Gültigkeit, wenn statt der untersten Atmosphärenschicht irgend eine andere, z. B. die in der Höhe z über der Erdoberfläche befindliche Schicht als Ausgangspunkt gewählt wird. Die obere Grenze der Atmosphäre liegt in der Höhe $H - z$ über dieser Schicht, und wenn mit T die Temperatur der letzteren bezeichnet wird, so kann man die Höhe $H - z$ aus der gegebenen Temperatur T genau auf dieselbe Weise berechnen wie oben die ganze Höhe der Atmosphäre aus der Temperatur der untersten Schicht berechnet werden konnte.

Indem man bei Anwendung dieser Berechnungsmethode das eine mal die in der Höhe z , das andere mal die in der Höhe $z + dz$ befindliche Schicht als Ausgangspunkt wählt, und die beiden auf solche Weise erhaltenen Gleichungen voneinander subtrahirt, gelangt man unmittelbar zu der Gleichung:

$$(28) \quad -c_p dT = A dz,$$

welche oben (§ 2, Gleich. (9)) aus den Gleichungen der mechanischen Wärmetheorie abgeleitet wurde. Nach dieser Gleichung kann man dem am Schlusse des § 1 aufgestellten Satze auch die folgende Form geben:

Die Wärmequantität, welche erforderlich sein würde, um eine in der Höhe $z + dz$ befindliche Luftmasse von der Temperatur $T + dT$ bis auf die Temperatur T bei constantem Druck zu erwärmen, bildet das Wärmeäquivalent für die mechanische Arbeit, welche erforderlich sein würde, um eben dieselbe Luftmasse von der Höhe z bis auf die Höhe $z + dz$ emporzuheben.

Solange die Intensität der Schwerkraft als constant vorausgesetzt werden darf, kann man die zum Heben eines Luftkilogramms um die Höhe dz erforderliche Arbeit stets berechnen aus der Gleichung:

$$(29) \quad d\mathcal{M} = 1 \cdot dz.$$

Wenn jedoch die Umstände die Berücksichtigung der Veränderlichkeit der Schwerkraft erforderlich machen sollten, so würde man statt der obigen Gleichung die folgende zu setzen haben:

$$(30) \quad d\mathcal{M} = \frac{g}{g} dz,$$

in welcher „ g “ die Fallbeschleunigung in der Höhe z über der Erdoberfläche bedeutet.

Wenn ferner mit r der Erddhalbmesser und mit ϱ der Abstand jener Schicht vom Erdmittelpunkte bezeichnet wird, so ist:

$$(31) \quad \varrho = r + z, \text{ also: } d\varrho = dz$$

zu setzen, und wenn zugleich abkürzungsweise die mit dem Abstände ϱ sich ändernde Verhältnisszahl:

$$(32) \quad \frac{g}{g} = v$$

gesetzt wird, so kann man nunmehr der obigen Differentialgleichung auch die folgende allgemeinere Form geben:

$$(33) \quad -c_p dT = A v d\varrho.$$

In dieser letzteren Form würde man die Gleichung auch benutzen können zur Ableitung des Gesetzes, nach welchem im Innern des Erdkörpers, z. B. in einem von der Oberfläche bis zum Mittelpunkte reichenden Schachte, die Temperatur mit dem Abstände vom Mittelpunkte sich ändern würde, wenn die Wände des Schachtes für Wärme undurchdringlich wären, und der oben an der Mündung mit der äusseren Atmosphäre communicirende Schacht angefüllt wäre mit atmosphärischer Luft. Wenn mit T_0 die Temperatur am Boden des Schachtes (d. h. im Erdmittelpunkte) und mit T_1 die Temperatur an der Mündung des Schachtes (d. h. an der Erdoberfläche) bezeichnet wird, so ist:

$$(34) \quad - \int_{T_0}^{T_1} c_p dT = A \int_{\varrho=0}^{\varrho=r} v d\varrho$$

zu setzen, und man würde aus dieser Gleichung die Temperatur T_0 aus der bekannten Temperatur T_1 berechnen können, wenn das Gesetz bereits bekannt wäre, nach welchem im Innern der Erdmasse die Dichtigkeit mit dem Halbmesser ρ sich ändert, insofern mit diesem Gesetze zugleich die Form der Function:

$$(35) \quad v = f(\rho)$$

gegeben sein würde. Wenn man constante Dichtigkeit voraussetzen will, so hat man $v = \frac{\rho}{r}$ zu setzen, und für diesen Fall wird:

$$(36) \quad \int_0^r v d\rho = \frac{1}{r} \int_0^r \rho d\rho = \frac{r}{2}.$$

Wenn man ein anderes mal die Annahme machte, dass die Dichtigkeit vom Erdmittelpunkte bis zur Oberfläche gleichförmig bis auf Null abnähme, so würde für das obige Integral der Werth:

$$(37) \quad \int_0^r v d\rho = \int_0^r \left(4 \frac{\rho}{r} - 3 \frac{\rho^2}{r^2} \right) d\rho = r$$

einzusetzen sein (welcher letztere Werth aus der Annahme $g = \text{Const.} = g$ ebenfalls sich ergeben würde). Da das wirkliche Gesetz der Dichtigkeitsänderung unbekannt ist, so wird man sich einstweilen damit begnügen müssen, für jenes Integral den Ausdruck:

$$(38) \quad \int_0^r v d\rho = \alpha \cdot r$$

einzuführen und darin für den numerischen Coëfficienten α einen vorläufigen Mittelwerth einzusetzen. Der ersteren Annahme würde hiernach der Werth $\alpha = \frac{1}{2}$, der letzteren der Werth $\alpha = 1$ entsprechen. Die Bestimmung des genaueren Werthes von α , welcher höchst wahrscheinlich zwischen jenen beiden Grenzwerten liegt, muss späteren Beobachtungen vorbehalten bleiben.

Wenn es zulässig wäre, in Bezug auf die atmosphärische Luft die Annahme zu machen, dass das Mariotte-

Gay-Lussac'sche Gesetz auch bei höheren Drucken und Temperaturen seine Gültigkeit behält, sowie, dass die spezifische Wärme der Luft bei constantem Drucke unter allen Umständen als eine constante Grösse behandelt werden darf, so würde man hiernach durch Ausführung der in Gleichung (34) angedeuteten Integration zu der folgenden Gleichung gelangen:

$$(39) \quad c_p(T_0 - T_1) = A \alpha r,$$

aus welcher man nach Substitution der Werthe: $c_p = 0,2375$, $T_1 = 273$, $A = \frac{1}{121}$, $r = 6\,370\,000$ m, indem man zugleich annäherungsweise $\alpha = \frac{1}{2}$ setzt¹⁾, für die Temperatur im Erdmittelpunkte den Werth $T_0 = 31\,902$ Grad erhalten würde.

Bei dem hier vorausgesetzten indifferenten (oder adiabatischen) Gleichgewichtszustande würde zur Berechnung des Druckes der Luft am Boden des Schachtes die Poisson'sche Gleichung:

$$(40) \quad \frac{p_0}{p_1} = \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^{3,44}$$

zu benutzen sein, nach welcher der obigen Temperatur ein Druck von 12 965 000 Atmosphären entsprechen würde. Nach der Mariotte-Gay-Lussac'schen Gleichung:

$$(41) \quad p v = 29,27 \cdot T$$

würde man nunmehr auch den zugehörigen Werth von v berechnen können und finden, dass die Luft am Boden des Schachtes ein spezifisches Gewicht von der Grösse 143,5 besitzen würde.

§ 7. Muthmaassliche Zustände im Inneren des Erdkörpers.

Auf dieselbe Weise wie im vorigen Paragraphen in Bezug auf atmosphärische Luft gezeigt worden ist, würde

1) Nach einer von dem Hrn. Prof. Dr. Helmert dem Verfasser gütigst mitgetheilten (aus der Präcession und den Mondstörungen abgeleiteten) Formel für die Dichtigkeitsänderung im Inneren des Erdkörpers würde der genauere Werth $\alpha = 0,73$ sich ergeben.

man auch für jede beliebige andere Gasart die Temperatur am Boden des Schachtes berechnen können, sobald für die betreffende Gasart c_p als Function der Temperatur bekannt ist. Die Gleichungen (34) und (39) zeigen, dass man bei dieser Berechnungsweise einen um so kleineren Werth für die Temperatur T_0 erhalten würde, je grösser die mittlere specifische Wärme der betreffenden Gasart ist. So z. B. würde man für eine Gasart, deren mittlere specifische Wärme gerade doppelt so gross ist als diejenige der Luft, den Werth $T_0 = 15951$ erhalten. Unter Voraussetzung einer reinen Wasserdampfatmosphäre würde man hiernach zu dem Resultate gelangen, dass die Temperatur am Boden des Schachtes ungefähr 16000 Grad betragen würde, wenn es zulässig wäre, anzunehmen, dass bei so hohen Temperaturen keine Dissociation des Wasserdampfes eintritt, und dass die durchschnittliche specifische Wärme desselben ungefähr doppelt so gross ist als die der Luft.

Wenn man jedoch statt dessen die, der Wirklichkeit vielleicht besser entsprechende Annahme macht, dass trotz des hohen Druckes die Dissociation des Wasserdampfes schon bei einer Temperatur von wenigen Tausend Graden beginnt, so würde man unter Berücksichtigung der Dissociationswärme zu einem noch viel kleineren Werthe für T_0 gelangen. Der letzteren Anschauungsweise würde die Annahme entsprechen, dass eine solche hypothetische Wasserdampfsäule in dem unteren Theile des Schachtes in Form von Knallgas, in dem oberen Theile in Form von überhitztem Wasserdampfe, und in einem zwischen beiden liegenden mittleren Gebiete (dem Dissociationsgebiete) in Form eines Gemisches von Knallgas und überhitztem Wasserdampfe existiren würde. Bei Ausführung der in Gleichung (34) angedeuteten Integration würde man demgemäss das Temperaturintervall $T_0 - T_1$ in die entsprechenden drei Theile zu zerlegen und für jeden derselben einzeln genommen die Integration auszuführen haben. In Bezug auf den ersten und dritten

Theil würde die Ausführung dieser Operation keinen grossen Schwierigkeiten unterworfen sein, da die Werthe von c_p sowohl für Knallgas als für überhitzten Wasserdampf wenigstens annäherungsweise bekannt sind. Da jedoch für ein Gemisch von Knallgas und Wasserdampf die Form der Function $c_p = f(T)$ noch so gut wie ganz unbekannt ist, so wird man auf die Berechnung des genaueren Werthes von T_0 für den vorliegenden Fall einstweilen verzichten müssen.

Wenn für sämtliche Stoffe, aus welchen die Erdmasse zusammengesetzt ist, die Wärmecapacitäten und die Dissociationstemperaturen bereits bekannt wären, so würde man auf die oben angedeutete Weise mit Leichtigkeit nicht nur für jeden einzelnen, sondern auch für ein beliebiges Gemisch dieser Stoffe die Temperatur und den Zustand der Masse für jede Stelle des verticalen Schachtes berechnen können, und man würde auf diesem Wege vielleicht zu Vorstellungen gelangen, welche den wirklichen Zuständen im Inneren der Erdkugel wenigstens annäherungsweise entsprechen.

Da aus den Entdeckungen von Andrews, nicht nur in Bezug auf Kohlensäure, sondern auch in Bezug auf alle anderen Stoffe, mit grosser Wahrscheinlichkeit zu folgern ist, dass bei sehr hohem Drucke, d. h. jenseits des sogenannten kritischen Punktes der Temperaturfläche, ein Unterschied zwischen dem gasförmigen und dem tropfbarflüssigen Aggregatzustande überhaupt nicht mehr existirt, so würde man bei dieser Untersuchung vermuthlich nur mit zwei verschiedenen Aggregatzuständen, nämlich dem gasförmigen und dem festen Aggregatzustande, zu rechnen haben und zu dem Resultate gelangen, dass die Erdkugel aus einem gasförmigen Kerne und einer denselben umschliessenden festen Rinde besteht. Wenn man ferner die Annahme machte, dass, wie bei dem Wasserdampfe, so auch bei allen anderen chemischen Verbindungen, die Dissociation schon bei der verhältnissmässig niedrigen Temperatur von einigen wenigen tausend Graden

eintritt, so würde aus dieser Annahme folgen, dass in dem centralen Theile des gasförmigen Kernes die verschiedenen chemischen Grundstoffe in isolirtem Zustande nebeneinander existiren, während weiter aussen, in dem Dissociationsgebiete, dieselben abwechselnd zu chemischen Verbindungen zusammentreten und wieder voneinander sich trennen.

Aachen, den 21. Juli 1878.

**V. Ueber den Einfluss des capillaren Oberflächendruckes auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Wasserwellen;
von Dr. Franz Koláček.**

Die Flüssigkeit soll als ein incompressibles, reibungsloses Medium in Betracht gezogen werden. An seiner Oberfläche soll das Medium nebst dem Atmosphärendrucke den bekannten, von der Krümmung der Oberfläche abhängigen Oberflächendruck erleiden. Von dem letzteren soll angenommen werden, dass er auch bei der Bewegung der Flüssigkeit durch die im Falle des Gleichgewichtes gültige Formel wiedergegeben wird, eine Annahme, die darauf hinauskommt, dass sich die Oberflächendrucke also gleich den Aenderungen der Krümmung anpassen. Berücksichtigt man Flüssigkeitsbewegungen solcher Ordnung, dass in den Euler'schen hydrodynamischen Gleichungen Glieder wie $u \frac{\partial u}{\partial x}$ etc. vernachlässigt werden dürfen, und führt das Geschwindigkeitspotential φ ein, so dass $u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$ wird, so erhält man durch Addition der drei hydrodynamischen Gleichungen, die vorher durch dx , dy , dz multiplicirt wurden, und nach Ausführung der Integration die Formel:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{\varrho} p + gz = \text{Const.},$$

wenn p , ϱ , g Druck, Dichte und Schwerebeschleunigung bedeuten. Von Massenkräften wurde nur die Schwere in Rechnung gezogen.

Die xy -Ebene liege in der horizontalen (ruhig gedachten) Flüssigkeitsoberfläche, die z -Axe gehe vertical aufwärts. Die Continuitätsgleichung wird:

$$\Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0.$$

An den festen Wänden hat $\frac{d\varphi}{dn} = 0$ zu sein, unter n die Richtung der Wandnormale verstanden. Für die freie Oberfläche gilt, dass ein Theilchen mit den Coordinaten xyz , welches in derselben zur Zeit t enthalten, immer in derselben verbleibe, also auch zur Zeit $t + dt$ in derselben enthalten sei, nachdem seine Coordinaten in $x + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot dt$, $y + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cdot dt$, $z + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \cdot dt$ übergegangen sind. Die Gleichung der freien Oberfläche sei mit Rücksicht auf die Veränderlichkeit ihrer Parameter mit der Zeit gegeben durch $f(x, y, z, t) = 0$.

Als mathematischen Ausdruck der eben ausgesprochenen Oberflächenbedingung erhält man:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{df}{dx} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{df}{dy} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{df}{dz} + \frac{df}{dt} = 0.$$

Nun ist $\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{\varrho} p + gz = \text{Const.}$ eine im Falle des Gegebenseins von φ zur Bestimmung des Druckes dienende Gleichung. Ist der Druck bekannt, so repräsentirt die Gleichung Flächen gleichen Druckes. Dieser ist aber an der freien Oberfläche gegeben durch:

$$p = p_0 + p_1 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right),$$

unter p_0 , p_1 Constante, unter r und r_1 die Hauptkrümmungsradien verstanden. Folgerichtig ist die Gleichung:

$$f(x, y, z, t) = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{\varrho} \left[p_0 + p_1 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right) \right] + gz - \text{Const.} = 0$$

die Gleichung der freien Oberfläche in differentialer Form.

Bei Voraussetzung unendlich kleiner Flüssigkeitsbewegungen wird auch die Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche sehr klein bleiben können, so zwar, dass die Derivationen derselben nach den Coordinaten xy von gleicher Grössenordnung werden, wie die Geschwindigkeiten. In diesem Falle wird man Grössen von der Ordnung $\frac{\partial \varphi}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right)$ consequenter Weise vernachlässigen.

Hierdurch wird die an der Oberfläche zu erfüllende Bedingung:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{1}{\varrho} p_1 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right) + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad z = 0.$$

Wenn die Krümmung an der Oberfläche eine sehr geringe ist, wird man für $\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1}$ schreiben $-\left(\frac{\partial^2 J}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 J}{\partial y^2} \right)$, wobei unter J die Erhebung eines Theilchen der Oberfläche über die xy -Ebene gemeint ist. Das Zeichen minus ist deswegen benutzt, weil die Krümmung in der Formel für den Oberflächendruck positiv zu zählen ist, wenn die Oberfläche \S convex wird.

Es ist nun wegen $\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\partial J}{\partial t}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right) = - \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial J}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial^3 \varphi}{\partial z^3},$$

wenn die Relation $\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}$ berücksichtigt wird.

Die an der Oberfläche $z = 0$ zu erfüllende Bedingung ist somit:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{p_1}{\varrho} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial z^3} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0.$$

Ist die Bewegung, also φ wie im Falle der Weber'schen Wellenrinne von einer der horizontalen Coordinaten (y) unabhängig, so wird die Continuitätsgleichung:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0,$$

und ihr genügt dann ein particuläres Integral von der Form:

$$\varphi = \chi(z) [e^{\alpha(z+h)} + e^{-\alpha(z+h)}] (L \cos \alpha x + M \sin \alpha x).$$

Hierbei ist χ eine zu bestimmende Function, α , L , M arbiträre Constanten und h die Tiefe der Flüssigkeit. Die Bedingung am Boden der Flüssigkeit ist durch dieses particuläre Integral bereits erfüllt. Setzt man in diesem Werthe des φ $z=0$ und substituirt in die Bedingungs-

$$\frac{\partial^3 \varphi}{\partial z^3} + \frac{p_1}{\varrho} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial z^3} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \dots (z=0)$$

so folgt:

$$\frac{\partial^3 \chi}{\partial z^3} + m^3 \chi = 0, \quad m^3 = \frac{e^{\alpha h} - e^{-\alpha h}}{e^{\alpha h} + e^{-\alpha h}} \alpha \left(g + \frac{p_1}{\varrho} \alpha^2 \right).$$

Diesen Gleichungen entspricht das particuläre Integral:

$$\chi = R \sin mt + S \cos mt,$$

worin R und S arbiträre Constanten sind.

Schliesslich wird für φ ein particuläres Integral erhalten von der Form:

$$\varphi = (R \sin mt + S \cos mt) (L \cos \alpha x + M \sin \alpha x) (e^{\alpha(h+z)} + e^{-\alpha(h+z)}).$$

Hierdurch sind Wellenbewegungen repräsentirt, die sich mit der Geschwindigkeit $V = \frac{m}{\alpha}$ fortpflanzen. Setzt man $m = \frac{2\pi}{\tau}$, unter τ die Schwingungsdauer verstanden, so lässt sich aus den zwei Formeln $m = \frac{2\pi}{\tau}$, $V = \frac{m}{\alpha}$ nach einigen Transformationen die Relation:

$$4\pi^2 V^2 = \frac{\frac{2\pi h}{\lambda} - e^{-\frac{2\pi h}{\lambda}}}{\frac{2\pi h}{\lambda} + e^{-\frac{2\pi h}{\lambda}}} 2\pi \lambda \left(g + \frac{p_1}{\varrho} \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \right)$$

herleiten, welche den Zusammenhang zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit V und der Länge einer Welle $\lambda = V\tau$ angibt.

Man ersieht aus derselben, dass der Einfluss der Ober-

flächenspannung einer Vermehrung der Schwerebeschleunigung um $\frac{p_1}{\rho} \frac{4\pi^2}{\lambda^2}$ gleichzustellen ist.

Man denke sich eine Röhre von innerem Radius r , die von der gegebenen Flüssigkeit benetzt wird. Die Steighöhe sei ε . Drückt man das Gleichgewicht zwischen dem Gewichte der Flüssigkeitssäule und der Differenz der Oberflächendrucke innerhalb und ausserhalb der Röhre durch eine Gleichung aus, so folgt aus dieser:

$$p_1 = g \frac{r\varepsilon}{2} \cdot \rho.$$

Setzt man ferner $4\pi^2 V_0^2 = \frac{\frac{2\pi h}{\lambda} - \varepsilon}{\frac{2\pi h}{\lambda} + \varepsilon} - \frac{2\pi h}{\lambda} \cdot 2\pi \lambda g$, unter V_0

diejenige Fortpflanzungsgeschwindigkeit verstanden, die der Wellenlänge λ bei Abwesenheit des Oberflächendruckes

$p_1 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right)$ entspricht, so folgt:

$$V = V_0 \left(1 + \frac{p_1 \cdot 4\pi^2}{\rho \lambda^2 g} \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ und wenn } \frac{p_1 \cdot 4\pi^2}{\rho \lambda^2 g}$$

klein genug ist:

$$V = V_0 \left(1 + \pi^2 \frac{r\varepsilon}{\lambda^2} \right).$$

Nach Messungen von Gay-Lussac¹⁾ ist für Wasser und $2r = 1,294$ mm: $\varepsilon = 23,379$ mm. Für Wellenlängen von 100 mm ergibt sich so im Falle des Vorhandenseins der Oberflächenspannung eine Vergrößerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit um nahe 1,5%. Den grössten Einfluss übt die Länge der Welle, indem die Vergrößerung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit durch den capillaren Oberflächendruck $\left(\frac{\pi^2 r\varepsilon}{\lambda^2} \right)$ der zweiten Potenz umgekehrt proportional ist.

Für allzugeringe Längen der Wellen werden die entwickelten Formeln nicht anwendbar, weil sich in diesem

1) Wüllner, Experimentalphysik I. 3. Aufl.

Falle die Krümmung sehr rasch von Punkt zu Punkt ändern würde, was unseren Voraussetzungen zuwiderläuft.

Ohne Schwierigkeit liesse sich für eine durch zwei Querwände geschlossene Wellenrinne die Schwingungsdauer der stehenden Wellen berechnen, die in dieser erregt würden. Bei Wellenrinnen von sehr geringen Dimensionen würde sich dann der Einfluss der Capillarität experimentell controlliren lassen.

Brünn, am 27. März 1878.

VI. Zur Theorie der elastischen Nachwirkung; von Ludwig Boltzmann in Graz.

Hr. Oskar Emil Meyer erhebt gegen die Formeln, welche ich in meiner Abhandlung „Zur Theorie der elastischen Nachwirkung“ aufgestellt habe, den Einwand, dass dieselben im Widerspruche ständen mit den bisher allgemein verbreiteten Anschauungen der Atomtheorie.¹⁾ Jene Formeln könnten nämlich mit diesen Anschauungen nur dann in Einklang gebracht werden, wenn man voraussetzt, dass sich die Nachwirkung jedes vorhergegangenen Zustandes nur auf eine unendlich kurze Zeit erstreckt, in welchem Falle sie aber aufhören den beobachteten Phänomenen der elastischen Nachwirkung auch nur qualitativ zu entsprechen. Um Missverständnisse zu vermeiden, will ich hierauf nur kurz bemerken, dass ich mich bei Aufstellung meiner Theorie der elastischen Nachwirkung absichtlich nicht auf die Betrachtung der zwischen den Atomen wirksamen Kräfte, deren Natur noch so vielfach dunkel ist, eingelassen habe; wie man auch seit Lamé's und Clebsch's Vorgang Werth darauf legt, die Gleichungen der gewöhnlichen Elasticitätslehre unabhängig von allen atomistischen Hypothesen zu begründen. Dagegen muss ich entschieden bestreiten, dass die von

1) Wied. Ann. IV. p. 249.

mir aufgestellten Gleichungen selbst in ihrer grössten Allgemeinheit etwas enthielten, was mit den bisher über die Wirksamkeit der Molecularkräfte gangbaren Ansichten in Widerspruch stände.

Wenn ich annehme, dass die in einem elastischen Körper wirkenden Kräfte nicht bloss von dem momentanen Zustande, sondern auch von den vorangegangenen Zuständen desselben abhängen, so habe ich nie daran gedacht, annehmen zu wollen, dass die zwischen den einzelnen Atomen wirkenden Kräfte durch bereits vergangene Positionen derselben beeinflusst würden, so dass die Atome gewissermaassen eine Erinnerung an ihre bereits vergangenen Zustände hätten. Ich dachte mir das vielmehr niemals anders, als dass die Gruppierung der Atome im Innern des Körpers nicht bloss von dem momentanen, sondern auch von den vorhergegangenen Zuständen desselben abhängt. Wird z. B. ein elastischer Draht plötzlich gedehnt, und dann längere Zeit bei constanter Länge erhalten, so kann man sich etwa vorstellen, dass durch die Dehnung an einzelnen Stellen ungewöhnlich grosse Lücken zwischen den Moleculen entstehen; sobald nun ein einer solchen Lücke benachbartes, besonders günstig gelegenes Molecül infolge seiner Molecularbewegung zufällig gerade nach jener Lücke hin schwingt, stürzt es dauernd in dieselbe hinein, wodurch wieder in der Nähe eine andere Lücke entsteht, welche nach einiger Zeit in anderer Weise ausgefüllt wird u. s. w. Obwohl daher der Zustand des Drahtes sich nicht in sichtbarer Weise verändert, so verändert sich doch die Gruppierung der Moleculé im Draht fortwährend. Es hängt daher die Gruppierung der Moleculé nicht bloss von dem augenblicklichen Zustande des Körpers, sondern auch von dessen vorangegangenen Zuständen ab, und es ist begreiflich, warum dasselbe auch von den elastischen Kräften gilt. Der elastische Körper ist gewissermaassen nicht absolut fest. Dies ist übrigens keineswegs die einzig mögliche Art sich den Vorgang zu denken. Mit dem gleichen Erfolge könnte man mit Weber, Kohlrausch

und Warburg annehmen, dass in dem plötzlich gedehnten Drahte die Molecüle sich allmählich drehen, oder dass die Drehungsaxe ihrer Wärmeschwingungen sich allmählich verändert, und eben weil man über diese Veränderung der Gruppierung der Molecüle, welche die elastische Nachwirkung bedingt, noch so wenig Zuverlässiges weiss, zog ich es vor, keine darauf bezügliche Hypothese zum Ausgangspunkte der Theorie der elastischen Nachwirkung zu machen. Ich basirte vielmehr meine Formeln bloß auf die Annahme, dass die durch verschiedene Deformationen bewirkten langsamen Veränderungen der Gruppierung der Molecüle sich einfach superponiren, wenigstens in ihrem Einfluss auf die elastischen Kräfte. So sicher nun durch die neueren Beobachtungen constatirt ist, dass diese Annahme nicht allgemein gültig ist, so scheint sie in einzelnen Fällen wenigstens angenähert zuzutreffen, und in diesen Fällen dürften meine Formeln nicht ohne Werth sein, solange es an einer besseren, alle Formen der elastischen Nachwirkung (Nachwirkung, welche auf Dehnung, Torsion oder Biegung folgt, Dämpfung von Schwingungen durch Nachwirkung etc.) gleichmässig umfassenden Theorie fehlt. Dass ich übrigens niemals daran gedacht habe, durch meine Formeln eine auf molecular-theoretische Betrachtungen gegründete Theorie der elastischen Nachwirkungen überflüssig zu machen, ist wohl selbstverständlich.